

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA DE LA TIERRA Y ASTROFÍSICA



TRABAJO DE FIN DE MÁSTER

Cosmología con cartografiados extragalácticos en radiotelescopios

Cosmology with extragalactic surveys in radiotelescopes

Supervisor: Jacobo Asorey Barreiro

David Fernández Gil

Máster en Astrofísica

Curso académico 2020-21

Convocatoria extraordinaria

Agradecimientos

A mi tutor Jacobo Asorey por su infinita ayuda y consejos recibidos durante la realización de este trabajo. Sin él no habría sido posible.

A mi profesor particular de física de 2º de Bachillerato, Hernán, sin él seguramente hubiese acabado en otra carrera.

A mis amigos de toda la vida Álvaro, Figue, Diz, Alberto y Ernesto por haber vivido tantas cosas y haber crecido juntos.

A mis mejores amigos de la carrera Álex y Rodri, por haberme apoyado siempre, enseñado muchas cosas y perspectivas nuevas y convertido en una mejor persona. A todo el resto de personas que he conocido y que me han aportado mucho durante la carrera, ya sabéis quiénes sois.

A mis amigos del máster Leire, Marco, Raquel, Yuan, Pelayo y los demás por haberme hecho disfrutar muchísimo de este año.

A mis primos y tíos por creer en el físico de la familia. A mi abuela por llamarme siempre para contarme el último descubrimiento astronómico que echaban por la tele, muchas veces enterándose antes que yo.

En especial a mis padres y mi hermana. Gracias por haberme animado siempre a seguir las estrellas. Sin vosotros no estaría aquí.

Resumen: La cosmología está al frente de la física en el estudio del universo a gran escala y su evolución. Es de especial interés obtener la distribución de la materia ya que permite derivar parámetros clave del modelo cosmológico estándar. Como no es posible observar la materia oscura de forma directa (excepto con lentes gravitacionales), los estudios recurren a observaciones de la materia luminosa, como por ejemplo la distribución de las galaxias. Una de las técnicas empleadas para ello es realizar cartografiados en radio de la línea de emisión de 21 cm (intensity mapping) del hidrógeno neutro (HI) como trazadora de la distribución de las galaxias, aunque con un sesgo llamado bias de HI (entre otros efectos menores). En este trabajo se utiliza un modelo semianalítico que se basa en observaciones tanto de bajo como de alto redshift de la distribución del HI para relacionar la masa total de halos de materia oscura con la masa de HI que contienen en su interior. El modelo se aplica a los halos generados por la simulación de N cuerpos Micecat 2, poblando los con HI y generando mapas de la distribución de la masa oscura, del HI y su temperatura para diferentes rangos de redshift. Este método es una aproximación menos exacta que utilizar simulaciones hidrodinámicas completas para generar galaxias, pero sirve para tener una primera aproximación de la distribución de estas a grandes escalas con un coste computacional mucho menor. Más adelante se introduce una dispersión en la función de población de los halos para dar cuenta de las incertidumbres astrofísicas y observacionales del modelo y se vuelven a generar los mismos mapas, viéndose que no hay diferencias cualitativas importantes. También se obtiene la evolución de la temperatura del HI media con el redshift y se compara con el comportamiento teórico esperado. Las temperaturas medias del HI de los mapas obtenidos con la simulación son menores que las teóricas, lo que sugiere que la simulación debe aumentar el rango de masas en los que los halos contribuyen a la densidad total. Finalmente se obtiene el espectro de potencias angular de los mapas de temperatura del HI para varios rangos de redshift y se introduce el valor del bias de HI óptimo para obtener el espectro teórico que mejor los ajuste. Se muestra la evolución de estos valores del bias de HI con el redshift y se comparan con la función teórica.

Abstract: Cosmology is at the forefront of physics when it comes to studying the large scale of the universe and its evolution. Of special interest is to obtain the distribution of matter because it allows to derive key parameters of the standard cosmological model. As directly observing the dark matter is not possible (except with gravitational lensing), studies are resorting to observations of the luminous matter, such as the distribution of galaxies. One way of achieving this is performing radio surveys of the 21 cm emission line (intensity mapping) of neutral Hydrogen (HI) and use it as a tracer for the distribution of galaxies, although with a certain bias (and other minor effects). In this work a semianalytical model based on both low and high redshift observations of the HI distribution is used to assign a HI mass to a dark matter halo. The model is applied to the haloes generated by the Micecat 2 N-body simulation, populating them with HI and generating maps of the distribution of dark matter, HI and its temperature for different redshift bins. This method is less exact than using complete hydrodynamics simulations to generate galaxies, but nevertheless works to obtain a first approximation of their distribution at large scales with a much lower computational cost. After that a dispersion in the halo population function is introduced to take into account the observational and astrophysical uncertainties of the model and the results are generated again. We conclude that no important qualitative differences appear. The evolution of the HI temperature in different bins of redshift is also obtained and compared to the expected theoretical behavior. The average temperatures of the maps generated by the simulation are lower than the expected theoretical ones, suggesting that the simulation may need to widen the mass range in which haloes contribute to the total density. Finally the angular power spectra of the different HI temperature maps are obtained for the different redshift bins and compared to the theoretical ones generated with an optimal value of the HI bias. The evolution of these values of the HI bias with respect to redshift is shown and compared to the theoretical function.

Índice

1. Introducción	1
2. Fundamentos teóricos	1
2.1. Introducción a la cosmología	1
2.2. Evolución de estructuras en el universo. Espectro de potencias y BAO	3
2.3. Cartografiados en radio. Observatorios y telescopios más importantes	5
2.4. El papel del HI y su bias respecto a la materia oscura. Intensity mapping	6
2.5. Población de halos de materia oscura con HI	9
3. Simulación Micecat 2	13
4. Resultados	14
4.1. Comportamiento general	14
4.2. Mapas de densidad de materia oscura, HI y su temperatura	16
4.3. Evolución de la temperatura media con el redshift	19
4.4. Funciones de correlación y bias a partir de los mapas	21
5. Conclusión	22
A. Paquetes de python usados para desarrollar la cosmología	26
B. Dispersión en la fórmula $M_{HI}(M)$	27
C. Obtención del error del espectro de potencias angular obtenido de los mapas, el valor del bias de HI óptimo para el ajuste y su error	29
D. Cuadernos de Jupyter usados para generar los resultados	30

1. Introducción

La cosmología es uno de los campos más relevantes de la física moderna. Se ha demostrado varias veces que el modelo reproduce correctamente varios resultados como la expansión del universo o las anisotropías del fondo cósmico de microondas [3], pero todavía tiene problemas por resolver (como la tensión de H_0) [1] que requieren la obtención precisa de los parámetros cosmológicos y la estructura del universo. Para ello es muy importante seguir tomando datos mediante cartografiados extragalácticos para poder obtener la distribución de materia oscura y luminosa del universo, estudiar su abundancia y poder representar y recrear esos resultados en simulaciones computacionales. En este trabajo se utilizará la simulación de N cuerpos Micecat 2 para obtener la distribución de halos de materia oscura y sus componentes de hidrógeno neutro (HI) en un cono de luz (light cone). Primeramente se van a introducir brevemente las nociones necesarias de cosmología y evolución de estructuras para poder comprender el trabajo, qué papel tiene el HI en estos conceptos y en qué consiste el intensity mapping. Más adelante se explica cómo se han poblado los halos de materia oscura con HI y en qué criterios observacionales se basa para que la propia simulación pueda reproducirlos. También se describe brevemente el funcionamiento de la simulación y se muestran los resultados obtenidos con ella, en especial la distribución espacial de la densidad de materia oscura, del HI y su temperatura. Estos resultados son repetidos introduciendo una dispersión en la función de población de HI a los halos de materia oscura para tener un modelo más realista. También se obtienen otros resultados a partir de estos como la evolución de la temperatura media del HI con el redshift y los espectros de potencias angulares y el bias de HI. Finalmente se comentan los resultados y se intentarán relacionar con la teoría cosmológica presentada.

2. Fundamentos teóricos

2.1. Introducción a la cosmología

La teoría cosmológica parte de las ecuaciones de la relatividad general de Einstein para estudiar el origen, evolución y comportamiento a gran escala del universo. En concreto esta teoría es capaz de reproducir una serie de fundamentos observacionales cruciales para demostrar su validez: la distribución a gran escala de la materia, la expansión del universo, la abundancia de los elementos químicos ligeros y la radiación del fondo cósmico de microondas. [4]

De acuerdo con las observaciones en diferentes longitudes de onda, la distribución de materia lumínosa en el universo es homogénea e isótropa a grandes escalas. Esto es lo conocido como el Principio Cosmológico. [5] Sin embargo, a pequeñas escalas el universo es heterogéneo y tiene estructuras (estrellas, cúmulos y galaxias). Cualquier teoría o simulación que pretenda representar las estructuras del universo debe proporcionar una explicación al origen de estas. También debe coincidir con el hecho observational de que el universo se está expandiendo a un ritmo acelerado [6] y que según las curvas de rotación de las galaxias y las teorías actuales de su formación, debe existir una componente de materia no visible llamada materia oscura. La cosmología da la respuesta a estas cuestiones en forma de un formalismo matemático que caracteriza la evolución de un universo en expansión mediante ecuaciones de movimiento que incluyen las diversas componentes presentes en el universo (materia oscura y bariónica, radiación y energía oscura) además de un campo escalar que causó una inflación inicial y generó las estructuras actuales a partir de fluctuaciones cuánticas primordiales en la energía del vacío. [7]

Las ecuaciones de Einstein de la Relatividad General admiten como solución un universo homogéneo e isótropo que puede ser estático o en expansión. A partir de las ecuaciones de campo de la Rela-

tividad General, se puede obtener las ecuaciones de movimiento de Friedmann, que caracterizan el ritmo de expansión del universo.

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4}{3} \left(\rho + \frac{3P}{c^2} \right) + \frac{\Lambda}{3} c^2 \quad (1)$$

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8}{3} \rho - \frac{K c^2}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} c^2 \quad (2)$$

donde $a(t)$ es el factor de escala y está relacionado con cuánto se han expandido las distancias físicas del universo, tomándose $a(t_0) = 1$ en la actualidad. P y ρ representan la presión y la densidad de cada una de las componentes del universo. Cada componente tiene una ecuación de estado $P = P(\rho)$ diferente. Λ es la constante cosmológica, y K es el término de la curvatura del universo. De la ecuación (2) se puede ver que si $K \leq 0$ y $\Lambda > 0$, entonces $\dot{a} > 0$ y hay expansión. Las medidas más precisas indican que $K = 0$ y el universo es totalmente plano, hecho que se puede explicar con la inflación cósmica ya que al expandirse tan rápidamente el universo cualquier curvatura del espacio-tiempo desapareció. [8]

Introduciendo el término de la constante cosmológica dentro de la densidad total del universo (como si fuera un fluido a efectos prácticos) se obtiene la componente de energía oscura. Separando los términos de P y ρ en las diferentes componentes e introduciendo las fracciones de densidad $\Omega_i = \frac{\rho_{i,0}}{\rho_c}$ como el cociente entre la densidad actual de una componente i y la densidad crítica del universo (ρ_c la densidad de un universo cuya expansión se detiene en el infinito), se puede obtener la siguiente expresión:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = H^2(t) = H_0^2 \left[a^{-4}(t) \Omega_R + a^{-3}(t) \Omega_M + a^{-2}(t) (1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda) + \Omega_\Lambda \right] \quad (3)$$

El término $H(t)$ está relacionado con el ritmo de expansión del universo en el tiempo t . Si se mide en la actualidad se tiene la constante de Hubble H_0 , que indica la velocidad de recesión de un objeto a una cierta distancia debido a la expansión. El subíndice R denota la componente de radiación, M la materia total (tanto oscura como bariónica) y Λ aquí pasa a representar la energía oscura. La cosmología dictamina que el universo tuvo que tener un principio, un Big Bang donde $a = 0$. [4] Desde entonces hasta la actualidad el universo ha ido expandiéndose y $a(t)$ ha ido creciendo. Debido a la forma de la ecuación, para valores muy bajos de $a(t)$ domina el término Ω_R . Para valores algo más grandes domina el término Ω_M y finalmente para valores de $a(t)$ cercanos o mayores que la unidad domina Ω_Λ . Por ello se dice que el universo ha tenido varias fases en las cuales ha ido dominando la radiación, la materia y la energía oscura, respectivamente. Cada una ha influido en la rapidez de la expansión del universo y el crecimiento de sus anisotropías y estructuras.

Otro de los grandes logros de la cosmología es explicar el origen del fondo cósmico de microondas (CMB). Esta radiación de fondo fue descubierta por primera vez por Pencias y Robert en 1965 y proviene de todas las direcciones. Tiene las características de un cuerpo negro y por tanto se puede obtener su temperatura. Es muy homogénea, pero a medida que la precisión de las observaciones mejoró (gracias a medidas de los satélites COBE, WMAP o el reciente Planck) se comenzaron a detectar minúsculas anisotropías del orden de 10^{-5} K [2]. Estas anisotropías reflejan las primeras

fluctuaciones de densidad que luego dieron lugar a las estructuras que vemos hoy en día y por tanto son sumamente valiosas como condiciones iniciales para el modelo cosmológico, permitiendo obtener los valores de las diferentes componentes de materia, radiación y energía oscura a partir de las medidas de estas anisotropías. La teoría cosmológica indica que al principio la materia y la radiación del universo estaban acopladas en un plasma. Los fotones estaban atrapados por la alta densidad de las partículas y no podían escapar. A medida que el universo se fue expandiendo, su temperatura fue disminuyendo debido al enfriamiento adiabático y al llegar a los 3000 K los electrones ionizados se combinaron con los núcleos atómicos dando lugar a la recombinação y los fotones pudieron viajar libres, 380 000 años tras el Big Bang. Estos fotones forman el fondo cósmico de microondas (CMB), y son una reliquia del estado del universo en ese momento. A medida que han ido viajando a través del universo, estos fotones también han ido perdiendo energía debido a la expansión (redshift cosmológico) y su temperatura es ahora mucho menor, de tan solo 2.725 K. Las anisotropías del CMB pueden llegar a tener escalas angulares muy grandes, más incluso que la distancia que la luz podría haber recorrido en el momento en el que se produjeron. Esto es un problema ya que si dos puntos del espacio no estaban conectados causalmente, no podían formar parte de la misma fluctuación de temperatura. Con la inflación este problema desaparece, ya que el universo se expandió de una manera tan rápida en tan poco tiempo que estas anisotropías se expandieron por el espacio a escalas mucho mayores que las conectadas causalmente. [4]

2.2. Evolución de estructuras en el universo. Espectro de potencias y BAO

Para estudiar el comportamiento del universo a gran escala hay que entender la evolución que sus estructuras han tenido. Su origen fueron fluctuaciones primordiales en el plasma de radiación-materia que se vieron acrecentadas por la rápida expansión del universo durante la inflación. Esto hizo que fluctuaciones de densidad que habían estado conectadas causalmente dejaran de estarlo, lo que se denomina salir del horizonte de Hubble (el radio máximo que la luz ha podido viajar desde el Big Bang hasta ese instante). Las fluctuaciones que se quedan fuera del horizonte no pueden ser influenciadas ni borradas por nada y se quedan aumentando indefinidamente a todas las escalas, por lo que no hay ninguna estructuración y el universo es homogéneo a esas escalas, mientras que las del interior pueden ser influenciadas por las diferentes componentes del universo (radiación, materia y energía oscura) y pueden ser frenadas o borradas. Esto hace que las estructuras observables dentro del radio de Hubble en la actualidad tengan una distribución diferente de las fluctuaciones primordiales.

Tras la inflación, el universo siguió expandiéndose a un ritmo mucho menor mientras que la distancia viajada por la luz (el radio de Hubble) iba aumentando a un ritmo mayor. Esto causó que fluctuaciones que estuvieran fuera del horizonte de Hubble previamente entraran de pronto y cambiaran su comportamiento también. Dentro del horizonte, las sobredensidades crecieron de forma logarítmica con la expansión del universo en la época dominada por radiación, linealmente en la época dominada por materia (ya que la materia tiene gravedad que hace que una fluctuación en la densidad de materia vaya creciendo a pesar de la expansión del universo) y mucho más lentamente en la época dominada por energía oscura (donde la gravedad de la materia solo es suficiente para superar la expansión en las escalas más pequeñas). Estas sobredensidades estaban comprendidas por el plasma de radiación materia inicialmente, pero tras la recombinação los fotones quedaron libres y las sobredensidades pasaron a ser únicamente de materia, en su mayoría oscura. Si la densidad en un punto superaba un cierto valor crítico (obtenido a partir de las teorías de colapso de halos de Press-Shechter [9], donde solo se tienen en cuenta efectos gravitatorios debido a que la materia oscura no interacciona con la radiación y no sufre procesos de presión hidrodinámica), se formaban halos de materia oscura que a su vez atraían a la materia luminosa, acumulándose nubes de gas

en ellos que bajo las condiciones adecuadas podían colapsar y formar galaxias (estos procesos son más complicados debido a la aparición de los fenómenos hidrodinámicos como el comportamiento del gas y el feedback de las supernovas). Muchas veces se formó más de una galaxia dentro de un mismo halo, normalmente una principal a partir de la nube de gas original y varios satélites formados a partir de esa nube o acretados posteriormente. Una vez formados, los halos de materia oscura y las galaxias en su interior pueden crecer mediante fusiones y acreciones con otros halos y galaxias, formando lo que se conoce como su “árbol de fusiones”.

Además de la formación de halos y galaxias a pequeña escala, la materia también puede tener estructuración a escalas mayores debido a otros fenómenos. El más importante de estos es el de las oscilaciones acústicas de bariones (BAO), que ocurrieron en la época dominada por la radiación. Estas son ondas esféricas originadas en todos los puntos del universo en el momento del Big Bang que se movían a través del plasma de radiación-materia cuando estos estaban todavía acoplados antes de la recombinação. Cuando ocurrió esta recombinação, el frente de onda dejó de propagarse y se quedó congelado en la posición que tenía en ese momento con un radio igual al de Hubble debido a que ese frente de onda había viajado a la velocidad de la luz hasta entonces, formando “anillos” remanentes que son visibles hoy en día tanto en la distribución de la materia a grandes escalas como en la de la radiación proveniente de ese momento en el fondo cósmico de microondas. [4]

Para poder caracterizar todos estos procesos, la cosmología hace uso del espectro de potencias de materia (Figura 1a). Este espectro se suele mostrar en el espacio de Fourier (variable k), y muestra la estructuración de la materia a diferentes escalas. A mayor valor del espectro, mayor es la intensidad de las fluctuaciones en esa escala. Las fluctuaciones son sobredensidades de materia, así que el espectro de potencias se define de esta manera:

$$\langle \delta_M^*(\mathbf{k}) \delta_M(\mathbf{k}') \rangle = (2\pi)^2 P(k) \delta^3(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \quad (4)$$

donde $\delta_M(\mathbf{k})$ es la sobredensidad de materia en el espacio tridimensional de Fourier. La forma del espectro de potencias $P(k)$ refleja todos los comportamientos mencionados anteriormente. Es una combinación de las fluctuaciones primordiales (las observadas fuera del radio de Hubble), el crecimiento lineal de las estructuras debido únicamente a la expansión del universo y los efectos posteriores que afectaron a las que estaban dentro del horizonte de Hubble. Matemáticamente esto se expresa de forma que el espectro de potencias es igual a la función de fluctuaciones primordial $P_i(k)$ multiplicada por una función de transferencia $T(k)$ que recoge todas las perturbaciones generadas dentro del radio de Hubble y por una función de crecimiento lineal $D(t)$ que recoge el efecto de la expansión del universo y solo tiene dependencia temporal (ya que afecta a todas las perturbaciones por igual).

$$P(k, t) = P_i(k) T^2(k) D^2(t) \quad (5)$$

A valores de k bajos (escalas físicas altas por encima del radio de Hubble) el espectro crece linealmente con la k , mostrando que el universo tiene un comportamiento homogéneo a esas escalas. Esta parte es la que no está afectada por la función de trasferencia y muestra el espectro primordial, que tiene la forma $P_i(k) \propto k^{n_s}$ siendo n_s muy cercano a 1. [4] El espectro sigue creciendo linealmente hasta llegar a un máximo que se corresponde con el primer pico de las oscilaciones acústicas de bariones, a una escala correspondiente con la del radio de Hubble del momento de igualdad radiación-materia cuando estas se desacoplaron y se formaron los anillos de materia de

los primeros frentes de onda de las BAO. El hecho de que haya un máximo de $P(k)$ indica que a esas escalas hay una sobreabundancia de concentraciones de materia, es decir, que la materia está principalmente concentrada en esos anillos a esas escalas en vez de estar homogénea. A valores de k más grandes (escalas físicas más pequeñas ya dentro del horizonte de Hubble), el espectro de potencias comienza a decrecer con k^{-3} teniendo pequeñas oscilaciones debido a pequeños picos causados por frentes de onda más pequeños de las BAO. Finalmente vuelve a anularse para escalas k muy grandes (escalas físicas muy pequeñas) debido a que a estas escalas las fluctuaciones de materia se suprimen debido a varios efectos de la interacción con la radiación. Toda esta parte del espectro de potencias está dominada por la función de transferencia. Para poder comparar el espectro de potencias de la materia teórico con el real hay que tomar muchas medidas de la distribución de la materia en el universo. La materia oscura no se puede observar directamente, por lo que lo que se hace es realizar observaciones de la materia luminosa y se asume que la distribución de la materia oscura es proporcional a la de la luminosa con un factor constante, el bias (esto es correcto para grandes escalas, aunque es más complicado para pequeñas).

Aparte del espectro de potencias de la materia también se ha medido el espectro de potencias angular del CMB (Figura 1b), que recoge los procesos a los que los fotones del CMB han sido sometidos. Este espectro se suele medir en el espacio de los armónicos esféricos ya que el fondo de microondas proviene de toda la esfera celeste y en vez de utilizar la variable de Fourier k utiliza el momento del multipolo l . También muestra el pico principal y los secundarios de las BAO que ocurrieron antes de que los fotones se desacoplaran del plasma radiación-materia. Este espectro es muy útil ya que su forma precisa depende las condiciones iniciales del universo y de los parámetros cosmológicos de las diferentes componentes, así que mediciones precisas del CMB proporcionan información sobre la geometría, composición, y condiciones iniciales del universo. Todas las anisotropías medidas del CMB son escalares, pero uno de los mayores objetivos de la cosmología ahora mismo es conseguir medir la componente tensorial de las fluctuaciones primordiales reflejadas en el CMB en la forma de patrones de polarización, lo que proporcionaría información clave y quizás una confirmación directa de la inflación del universo.

2.3. Cartografiados en radio. Observatorios y telescopios más importantes

Uno de los rangos de energía más empleados para observar los objetos y estructuras luminosas del universo más lejano es la radiofrecuencia. Tiene la ventaja de que es una longitud de onda larga y puede atravesar grandes distancias sin ser absorbida o difractada, permitiendo observar a redshifts más altos. Otra gran ventaja es que se puede hacer uso de la interferometría para combinar los datos de varios telescopios diferentes y crear una imagen con la misma resolución que se hubiera obtenido con un solo telescopio de diámetro equivalente a la distancia entre los múltiples usados. Por ello es tan importante la radioastronomía y los cartografiados en radio y es indispensable contar tanto con observatorios en la Tierra como con telescopios espaciales de radio. Los observatorios terrestres más importantes son el VLA (USA), con 27 antenas de 25 m de diámetro cada una, Arecibo (Puerto Rico), con una de las antenas parabólicas más grandes del mundo con 305 m de diámetro, ALMA (Chile), que cuenta con varias antenas de 7 y 12 m de diámetro, y FAST (China), el radiotelescopio más grande del mundo con un plato de 500 m construido sobre una depresión natural. También se tiene, combinando diez observatorios a lo largo de todo el mundo y haciendo interferometría entre ellos, el Very Large Baseline Array (VLBA). Finalmente, recientemente se ha aprobado la construcción del SKA (Sudáfrica y Australia conjuntamente), un array de miles de antenas que contará con un kilómetro cuadrado de área colectora y podrá observar grandes regiones de cielo a muy alta resolución. Esta misión será crucial para poder realizar cartografiados extensos de las galaxias a redshift bajo y medio y a partir de su distribución poder obtener varios

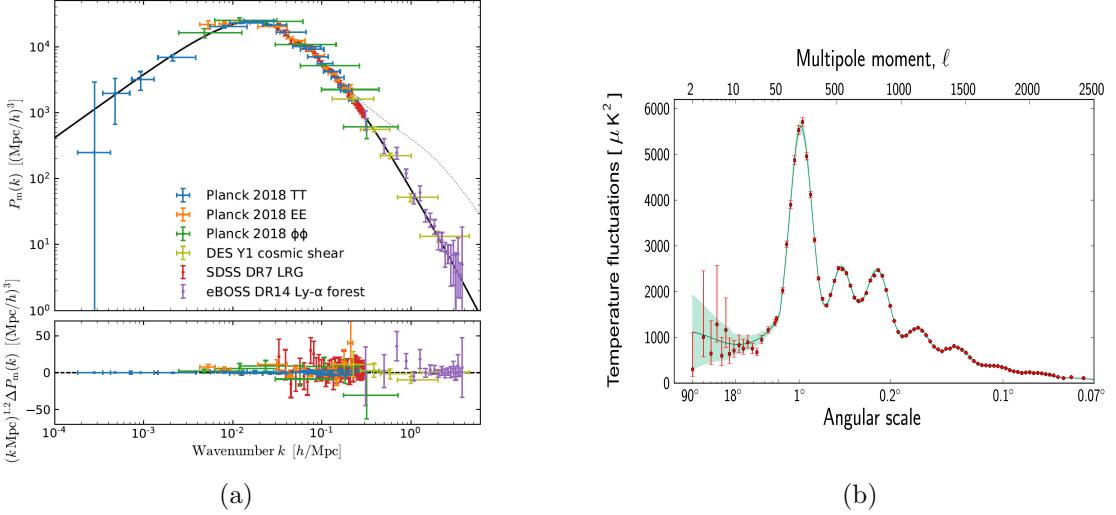


Figura 1: A la izquierda el espectro de potencias de la materia, tomado de [36]. Las cruces de colores son valores de varias observaciones indicadas y la línea negra la curva de mejor ajuste. A la derecha el espectro del CMB, tomado de la página de la ESA¹. Los puntos son las medidas de PLANCK y la línea verde es la curva de mejor ajuste.

observables cosmológicos (el ritmo de expansión, el ritmo de crecimiento de estructuras o la distancia de diámetro angular) y parámetros (la densidad de energía oscura y materia oscura, la curvatura espacial del universo y la ecuación de estado de la energía oscura). En el espacio se han puesto en órbita tres radiotelescopios hasta ahora: el soviético KRT-10 (1979), el japonés HALCA (1997) y el ruso Spektr-R (2011). Esta información se ha tomado de la web² y la web³.

2.4. El papel del HI y su bias respecto a la materia oscura. Intensity mapping

Como se dijo en el apartado anterior, el espectro de potencias de la materia proporciona información clave sobre el modelo cosmológico. Para obtenerlo se necesita medir con precisión la distribución de la materia y sus sobredensidades. La mayoría de la materia del universo es oscura y está distribuida por todo el universo. Cuando su densidad supera un valor crítico, esta forma halos que terminan acogiendo galaxias en su interior. A su vez, las galaxias suelen contener nubes de hidrógeno neutro. Esto es porque el universo de hoy en día está en su mayoría reionizado por altas temperaturas y vientos producidos por explosiones de supernovas y otros fenómenos donde la presencia de HI no es posible. Los únicos lugares donde puede existir es en el interior de las galaxias, donde está protegido de esa radiación. Es por ello que se hablará más adelante de que los halos están “poblados” por HI. Por tanto la distribución de las sobredensidades del HI es un trazador de las de la materia total, aunque su relación tiene varios factores de proporción. Se incluyen a continuación:

$$\delta_{HI}(\mathbf{k}, z) = (b_{HI}(z) + f(z)\mu^2) \exp(-k^2\mu^2\sigma_{NL}^2/2) \delta_M(\mathbf{k}) \quad (6)$$

donde $b_{HI}(z)$ es el bias de HI respecto a la materia y $f(z)$ es el término de crecimiento lineal.

¹https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2013/03/Planck_Power_Spectrum

²<https://www.radio2space.com/largest-radio-telescopes-in-the-world/>

³https://imagine.gsfc.nasa.gov/science/toolbox/emspectrum_observatories1.html

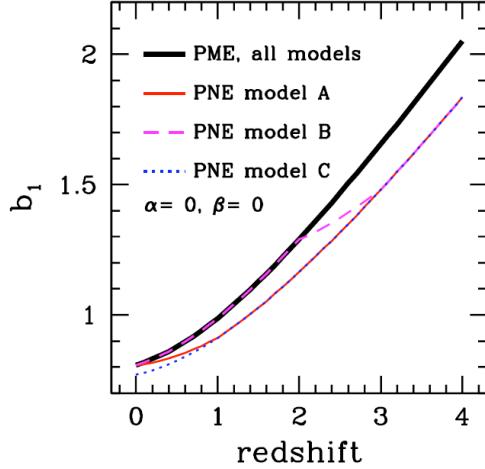


Figura 2: Bias del hidrógeno neutro en el régimen de las grandes escalas derivado de todos los modelos del paper [10] (línea negra). La cantidad es adimensional.

El bias muestra la proporción de concentración entre el HI y la materia total. A escalas físicas grandes, su valor es independiente de la escala. A escalas más pequeñas sí tiene una dependencia que no consideramos en este trabajo. El término de crecimiento lineal es un observable clave que da información sobre el crecimiento de las estructuras a escalas pequeñas debido a la gravedad. Combinado con μ^2 (el coseno del ángulo entre el objeto y la línea de visión), ese término da cuenta del efecto Kaiser [37], efecto que aparece en la dirección transversal de visión debido a la velocidad peculiar de las galaxias, haciendo que si se representan en espacio de redshift aparezcan achataadas. El término exponencial es el que da cuenta de otro efecto de distorsión llamado “Fingers of God”, que ocurre a escalas pequeñas cuando las velocidades aleatorias de las galaxias superan el efecto de la recesión debido a la expansión del universo y representadas en el espacio de redshift aparecen elongadas en la dirección de visión. En este trabajo se utilizará únicamente el bias b_{HI} pertinente a las escalas grandes y se ignorarán el resto de efectos porque se trabajará con una primera aproximación de la población de halos con HI a grandes escalas, además de que se tendrá el redshift auténtico proporcionado por la simulación (no el afectado por las velocidades peculiares). Esto permite escribir la fluctuación en densidad de HI como $\delta_{HI} = b_{HI}\delta_M$. Como se puede ver en la Figura 2, el bias ha sido mayor que uno hasta casi la actualidad ya que la distribución del HI ha sido más compacta (concentrada en estructuras dentro de los halos) mientras que la materia oscura no solo existe en forma de halos compactos sino en todo el espacio de forma más uniforme. Sin embargo, el bias ha ido disminuyendo a medida que se observa para redshifts menores porque la distribución de materia oscura también ha sido moldeada en parte por la de la materia bariónica (las galaxias y el HI) para ir concentrándose cada vez más en los halos donde hay galaxias y estructuras ya formadas en vez de permanecer en menores cantidades uniformemente por el espacio.

Una fuente de discrepancia importante entre las distribuciones de materia oscura y el HI es el tamaño del halo de materia oscura en el que el HI se aloja. Si el halo es muy pequeño, no será capaz de retenerlo. Esto se tiene en cuenta en el próximo apartado de población de halos con HI donde se usa la función de masa de los halos con un corte inferior en la masa (también se añadirá un corte superior que se explicará en ese apartado). Otra fuente de incertidumbre es la fracción de densidad de HI en el universo, Ω_{HI} . Los valores más precisos hasta ahora vienen de [11], estableciendo un valor de $\Omega_{HI} b_{HI} = (4.3 \pm 1.1) \times 10^{-4}$ para un $z = 0.8$ con un intervalo de confianza del 68 %.

Del paper [15], que muestra los primeros resultados que se esperan obtener utilizando la primera fase de las observaciones del SKA, se puede obtener la evolución de la fracción de densidad de HI con el redshift en la Figura 3. Como se puede ver su presencia es pequeña para redshifts más altos, llegando a un máximo alrededor de $z = 3$ y volviendo a disminuir hasta la actualidad. La disminución de HI en épocas más recientes se debe a la reionización del universo.

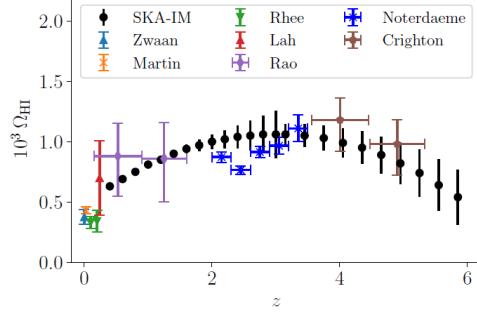


Figura 3: Evolución de la fracción de densidad del hidrógeno neutro, Ω_{HI} , a partir de predicciones utilizando el SKA (puntos negros) y comparada con otras observaciones anteriores. La cantidad no tiene unidades. El gráfico ha sido tomado de [15].

Como no se puede observar la materia total hay que conformarse con observaciones de la materia luminosa, y en concreto para este caso el HI. La técnica más usada para esto es el intensity mapping. Consiste en observar la línea de emisión de 21 cm del HI. Esta línea se produce cuando el único electrón del átomo invierte su espín, y como el nombre indica, su longitud de onda es de 21 cm, en el rango de las ondas de radio. Sin embargo, hay muchísimas galaxias que contienen HI y la mayoría están tan lejanas que no se pueden resolver individualmente, así que no es posible una observación individual de cada una para poder obtener su distribución. En su lugar, se mide la intensidad de emisión de la línea de 21 cm en regiones angulares relativamente grandes y su resultado es proporcional a la cantidad de HI presente. Como los telescopios de radio miden flujo de intensidad, esta se puede convertir a una temperatura de brillo del HI utilizando la aproximación de Rayleigh-Jeans, que tiene una parte homogénea \bar{T}_b y una fluctuante debido a la fluctuación de la densidad del HI: [16]

$$T_b = \bar{T}_b(1 + \delta_{HI}) \quad (7)$$

La temperatura homogénea se puede escribir como

$$\bar{T}_b(\mathbf{x}, z) = \frac{3}{32\pi} \frac{hc^3 A_{21}}{k_B m_p \nu_{21}^2} \frac{(1+z)^2}{H(z)} \rho_{HI}(\mathbf{x}, z) \quad (8)$$

donde h es la constante de Planck, c la velocidad de la luz, A_{10} el coeficiente de Einstein para la emisión espontánea, ν_{21} es la frecuencia del fotón emitido, k_B es la constante de Boltzmann y m_p la masa del protón. Esta fórmula será usada más adelante para convertir la densidad de HI obtenida de la simulación a un mapa de temperatura, similar a lo que se hace con el fondo cósmico de microondas.

A pesar de todas las ventajas del intensity mapping, la señal de 21 cm de radio cosmológica está contaminada por una serie de fuentes de emisión que están en primer plano como nuestra propia galaxia o fuentes puntuales extragalácticas que están órdenes de magnitud por encima en intensidad. Por ello es crucial aplicar algoritmos de limpieza correctos que sustraigan el ruido y mantengan la señal cosmológica lo más limpia posible. Los primeros surveys de intensity mapping como la Effelsberg-Bonn o el Green Bank Telescope han demostrado la dificultad de la calibración y la sustacción del ruido, pero han conseguido las primeras detecciones tentativas de la señal cosmológica de 21 cm. El paper [16] presenta un modelo matemático para la señal de intensity mapping y la reducción del ruido basado en la estadística de Fisher que podría ser muy útil para la futura observación planeada con el SKA utilizando los platos en el modo de autocorrelación en vez de haciendo interferometría. Los ajustes a los parámetros cosmológicos que se podrían conseguir podrían competir con los de los futuros experimentos de alta precisión como Euclid o LSST. En este trabajo sin embargo no se ha considerado esta contaminación para mayor simplicidad.

2.5. Población de halos de materia oscura con HI

El intensity mapping proporciona información clave sobre la evolución del HI en la época posterior a la reionización del universo ($z \sim 0 - 6$). Esto permite entender mejor la formación y evolución de galaxias y ajustar los parámetros cosmológicos del universo sin tener que lidiar con la astrofísica más complicada de la reionización. Los ingredientes clave para la estimación de un espectro de potencias a partir del intensity mapping son la fracción de densidad Ω_{HI} y el bias b_{HI} . Ajustes de estos parámetros provienen de varias fuentes observacionales: a bajo redshift se pueden estimar las dos cantidades por separado a partir de observaciones a ciegas de líneas de emisión de HI de galaxias cercanas, como el HI Parkes All Sky Survey (HIPASS) y el Arecibo Fast Legacy ALFA (ALFALFA). [27] A redshifts medios, surveys de intensity mapping proporcionan típicamente ajustes a la cantidad combinada $\Omega_{HI}b_{HI}$. A altos redshifts ($z \sim 5 - 7$) la mayor parte del HI está contenido en los sistemas *Damped Lyman Alpha* (DLA), concentraciones de HI de muy alta densidad de columna que se suelen observar gracias a absorciones en diferentes longitudes de onda de la línea de Lyman α de la radiación emitida por un cuásar que está en la misma línea de visión que estas nubes de HI. Estos sistemas suelen estar relacionados con las primeras fases de la formación de galaxias. [18]

Normalmente se han usado técnicas analíticas y simulaciones para modelar las observaciones de HI en radio para bajos redshifts por un lado ([12]; [19]; [20]; [21]; [22]) y las observaciones de DLA para altos redshifts ([13]; [14]; [23]) por otro. Para el modelado de los observables del intensity mapping de HI es preciso además conocer la relación HI-masa del halo, que se va a introducir en este apartado, y combinarla con el perfil de densidad de HI (la distribución del HI dentro del halo) para derivar los parámetros de las DLA.

En el paper [17] utilizan la simulación TNG200 para obtener resultados cualitativos de la distribución de HI. Esta es una simulación magneto-hidrodinámica de última generación que proporciona buenos resultados para la abundancia de HI para $z \leq 5$ comparada con diferentes observaciones ([24]; [25]; [26]; entre otras). De esta simulación se confirma que la mayoría del HI está en el interior de halos de materia oscura. Se proporcionan ajustes para la función de población de masa de HI-halo y se observa que es una recta ascendente con pendiente diferente de uno y tiene dos cortes donde la masa de HI cae: una para halos de materia oscura con baja masa y una velocidad circular menor que unos 30 km/s (las nubes de HI dentro de esos halos no consiguen la suficiente densidad como para protegerse de la radiación exterior y mantenerse neutros) y otra para halos de larga masa (son halos calientes muy masivos donde el HI se ioniza). En los halos que sí contienen HI, se

observa que para los del rango de masa menor la mayoría del HI se encuentra en la galaxia principal mientras que en los del rango de masa mayor se encuentra en las galaxias satélites. También se halla un bias de HI complejo, haciéndose no lineal para una escala de $k = 0.3 \text{ Mpc h}^{-1}$. Esto indica que para k menores (escalas físicas mayores) la distribución de HI es proporcional a la de la materia oscura con la misma constante independientemente de la escala específica, pero para k mayores (escalas físicas menores) esto no es tan sencillo y la constante de proporcionalidad no mantiene su valor para diferentes escalas. Se descubre un bias secundario que muestra que el clustering de los halos de materia oscura no solo depende de su masa sino también del contenido de HI, aunque este efecto es pequeño para todos los redshifts. También se ve que el efecto de “Fingers of God” es más alto para HI que para la materia. Finalmente se demuestra que se puede obtener un mapa de 21 cm de la distribución del HI a partir de una simulación de N cuerpos más sencilla poblando los halos de materia oscura con $M_{HI}(M)$ sin tener que introducir una simulación hidrodinámica completa y obtener resultados cualitativos similares. Esta propiedad es la que se va a explotar en este trabajo más adelante. Si se compara el espectro de potencias de HI obtenido a partir de la simulación hidrodinámica completa TNG200 con la versión sencilla de N cuerpos, las diferencias en amplitud son causadas principalmente por la imprecisión de la función $M_{HI}(M)$, porque no se tiene en cuenta el efecto de los bariones en la función de masa de los halos y su clustering, y porque no se considera la distribución espacial del HI dentro de los halos. Sin tener en cuenta estos efectos, las diferencias se reducen a un 5% ([17]).

Para este trabajo se ha utilizado el modelo seminalalítico de [18] que trata de unificar las observaciones y modelos de HI de bajo redshift con las de DLA de alto redshift por primera vez y generar un modelo único de la evolución del HI a lo largo de todas las épocas. Para ello se utiliza un modelo que generaliza la relación de masa HI-halo con seis parámetros libres, y utilizando un proceso estadístico de MCMC, encuentra los mejores ajustes para esos parámetros junto con sus errores. Los resultados muestran que un modelo que sea razonablemente consistente con todas las observaciones tiene sin embargo una subestimación del bias de HI en DLAs para $z \sim 2.3$. También puede haber tensiones entre la función de masa de HI y la columna de densidad observada para $z \sim 0$. El modelo introduce la siguiente relación para la $M_{HI}(M)$:

$$M_{HI}(M) = \alpha f_{H,c} M \left(\frac{M}{10^{11} h^{-1} M_\odot} \right)^\beta \exp \left[-\left(\frac{v_{c0}}{v_c(M)} \right)^3 \right] \times \exp \left[-\left(\frac{v_c(M)}{v_{c1}} \right)^3 \right] \quad (9)$$

Esta será la fórmula usada para poblar los halos de materia oscura generados por la simulación Micecat 2 con HI más adelante. La fórmula incluye las siguientes cantidades relevantes: la constante multiplicativa α , la fracción de HI relativa a la materia total del universo $f_{H,c}$ (fracción cósmica de HI, calculada como $f_{H,c} = 0.75 \frac{\Omega_b}{\Omega_M}$), la masa del halo en cuestión M , la pendiente (logarítmica) de la relación $M_{HI}-M$ principal β , la velocidad virial del halo $v_c(M)$ y las dos velocidades viriales de corte, la inferior v_{c0} y la superior v_{c1} . Todas estas cantidades tienen relevancia física. α indica la fracción del HI contenida en el halo en relación a la fracción cósmica. Su valor no es la unidad y está directamente relacionada con la evolución del HI en diferentes redshifts debido a procesos de agotamiento por formación de estrellas nuevas y procesos de feedback. Observaciones y simulaciones de la evolución del HI con el redshift indican que α debería ser constante o variar muy lentamente con el redshift. β representa la corrección a la unidad de la pendiente logarítmica de la relación $M_{HI}-M$. En trabajos anteriores se tomaba con valor de cero, de forma que la potencia de la masa del halo en la relación es uno. Sin embargo, resultados observacionales ([27]) muestran que el valor es menor que cero, con lo que la potencia de la masa M es menor a uno. Las dos velocidades de corte muestran el rango de velocidades de virial en el que los halos de materia oscura suelen

acoger HI según cada redshift. Simulaciones ([28]) muestran que los valores son de 30 y 200 km/s respectivamente.

El modelo también recoge una función para la distribución radial del HI dentro de los halos de materia oscura (una versión modificada de la distribución de Navarro-Frenk-White [12]) que no se usará para este trabajo. Es decir, para los propósitos de este trabajo el HI ocupa el mismo volumen que el halo. A partir de la relación M_{HI} -M se pueden obtener de forma analítica el parámetro de densidad y el bias del HI:

$$\Omega_{HI}(z) = \frac{1}{\rho_{c,0}} \int_0^{\infty} n(M, z) M_{HI}(M, z) dM \quad (10)$$

$$b_{HI}(z) = \frac{\int_0^{\infty} n(M, z) b(M, z) M_{HI}(M, z) dM}{\int_0^{\infty} n(M, z) M_{HI}(M, z) dM} \quad (11)$$

donde $n(M, z)$ es la función masa de la materia oscura y $b(M, z)$ es el bias de los halos de materia oscura. La función de masa de la materia oscura representa el número de halos de materia oscura formados por volumen con una determinada masa y en un determinado redshift. Esta función es crucial para entender la evolución de los halos y por tanto también del HI que acogen, y se toma la función de [31] proporcionada por el paquete de python Colossus, cuya forma es la siguiente:

$$\frac{dn}{d \ln(M)} = f(\sigma) \frac{\rho_0}{M} \frac{d \ln(\sigma^{-1})}{d \ln(M)} \quad (12)$$

donde σ es la varianza en el tamaño de un halo de masa M , ρ_0 es la densidad de materia a $z = 0$ y $f(\sigma)$ es la función de masa en unidades naturales de Press-Schechter. El paquete Colossus y el paquete Camb son dos paquetes de python que han sido usados en este trabajo para obtener gran cantidad de las funciones cosmológicas necesarias. Más información sobre ellos se encuentra en el apéndice A.

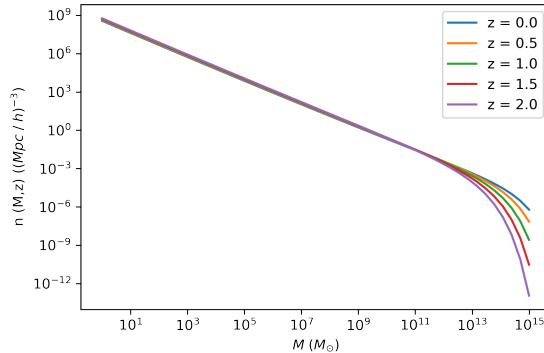


Figura 4: Función de masa de los halos de materia oscura tomada de [31] y representada en función de la masa para diferentes valores del redshift. La masa está en unidades de la masa solar y la función de masa en $(Mpc/h)^3$.

En la Figura 4 se representa la función de masa para varios valores de masa y redshift y se puede ver que el número de halos es mucho mayor para los menos masivos pero cae drásticamente para los más masivos (ya que debido a la teoría de formación jerárquica estos halos debieron de formarse hace mucho y haber acretado mucha masa, lo que reduce su cantidad frente a halos más recientes menos masivos). La ligera diferencia en las curvas de diferentes redshift en la caída se debe precisamente al modelo jerárquico, donde los halos de redshift mayor (más primitivos y con menos tiempo para haber acretado tanta masa) caen más rápido que los de redshift menor.

El bias de los halos de materia oscura indica cómo de concentrada está la materia oscura en halos respecto a la materia total (recordar que la materia oscura también está presente por todo el espacio, solo que a densidades menores que no consiguen colapsar en halos). Su fórmula se ha tomado de [29], también proporcionada por colossus.

Para la velocidad virial teórica de los halos $v_c(M)$ se utilizó la función del paper [23], cuya forma es la siguiente:

$$V_{vir} = 96.6 \text{ km s}^{-1} \left(\frac{\Delta_v \Omega_M h^2}{24.4} \right)^{1/6} \left(\frac{1+z}{3.3} \right)^{1/2} \left(\frac{M}{10^{11} M_\odot} \right)^{1/3} \quad (13)$$

donde Ω_M es la fracción de densidad de la materia en el redshift z , Δ_v es la sobredensidad media del halo (obtenida de colossus que utiliza la de [30]) y h es la constante de Hubble dividida entre 100. Esta es la fórmula para obtener la velocidad virial teórica de un halo, y se utilizó para representar la función M_{HI} -M a continuación, aunque más adelante cuando se representen los resultados de la simulación se utilizarán las velocidades viriales proporcionadas en ella.

Los parámetros libres de la relación M_{HI} -M son α , β , v_{c0} y v_{c1} . Para el ajuste se ha asumido un prior plano para todos ellos en diferentes rangos, y los valores óptimos junto a sus errores se muestran en la Cuadro 1. Esos son los que se utilizan para este trabajo. Finalmente se procede a representar las funciones Ω_{HI} , b_{HI} y $M_{HI(M)}$ para varios valores de masa y redshifts en la Figuras 5 y 6. Se puede comprobar que estas coinciden con los gráficos de los papers respectivos de la Figuras 2 y 3. Se utiliza la cosmología estándar Λ CDM con los valores de los parámetros usados en el paper (obtenidos del mejor ajuste de WHISP): $\Omega_M = 0.281$, $\Omega_\Lambda = 0.719$, $\Omega_B = 0.0462$, $\sigma_8 = 0.81$, $n_s = 0.963$ y $h = 0.71$.

Parámetro	Best fit	Error (1σ)
α	0.17	0.02
β	-0.55	0.12
$\log v_{c0}$ (km/s)	1.57	0.03
$\log v_{c1}$ (km/s)	4.39	0.75

Cuadro 1: Valores óptimos de los parámetros ajustados mediante MCMC, junto a sus errores de 1σ y los rangos para los priors planos.

En la Figura 6 se puede apreciar el corte inferior donde los halos poco masivos comienzan a tener menos HI poblándolos. Dentro de este corte, los halos de mayor redshift contienen algo más de HI que los de menor redshift debido a que el universo estaba algo menos reionizado en esas épocas y un halo poco masivo podía proteger algo mejor al HI de la radiación exterior. El corte superior está en

una masa más grande, alrededor de $10^{20} M_{\odot}$. Entre medias se puede ver que el comportamiento de la relación es igual para todos los redshifts (debido a que el parámetro α es prácticamente constante para cualquier redshift) y la pendiente (en escala logarítmica) es ligeramente distinta de la unidad debido a que el parámetro β es menor que 0.

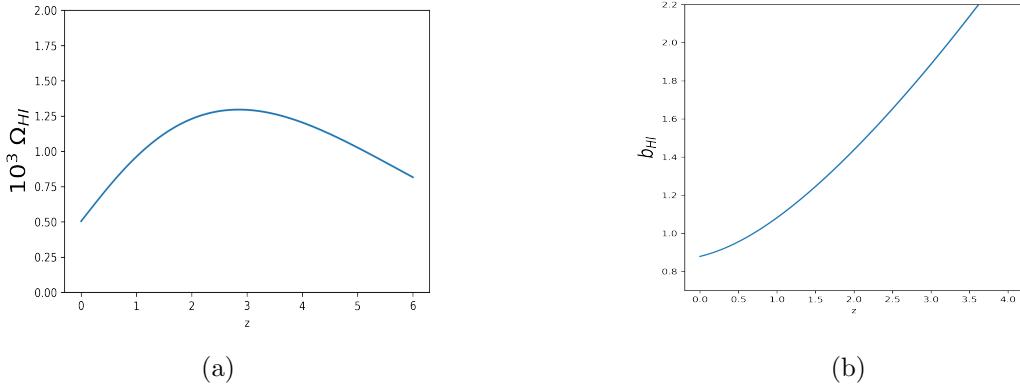


Figura 5: A la izquierda la fracción de densidad del HI, Ω_{HI} , obtenida a partir de la fórmula 2. A la derecha el bias del HI, b_{HI} , obtenido a partir de la fórmula 3. Ambas fórmulas forman parte del modelo de Padmanabhan. Las cantidades son adimensionales.

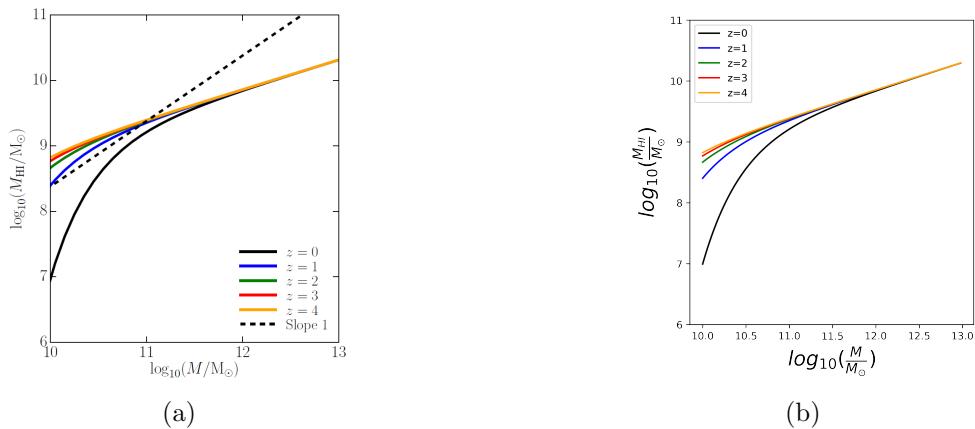


Figura 6: Masas de hidrógeno neutro de los halos en función de la masa total en escala logarítmica, obtenidas a partir del modelo de Padmanabhan. Las masas se introducen en unidades de la masa solar. A la izquierda el gráfico original del paper [18], a la derecha el gráfico obtenido manualmente en python utilizando la fórmula 9.

3. Simulación Micecat 2

Para seguir entendiendo el universo a gran escala se tendrán que realizar observaciones cada vez más exigentes y precisas. Para complementarlas, herramientas de análisis de los datos que proporcionen

son fundamentales, y entre ellos el desarrollo de simulaciones computacionales potentes se ha convertido en una parte fundamental para seguir desarrollando la ciencia. La simulación Micecat 2 es una de ellas. Es la segunda versión del MICE-Grand Challenge Galaxy and Halo Light-cone Catalog ([32], [33], [34]) y está disponible en la página de Cosmohub⁴. CosmoHub ha sido desarrollado por el Port d'Informació Científica (PIC), administrado a través de una colaboración entre el Institut de Física d'Altes Energies (IFAE) y el Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT) y el Instituto de Ciencias del Espacio (CSIC IEEC), y fue financiado parcialmente por el "Plan Estatal de Investigación Científica y Técnica y de Innovación" del Gobierno de España. MICE es una simulación de N cuerpos que contiene unas 7×10^{10} partículas de materia oscura en un volumen de $(3 h^{-1} \text{ Gpc})^3$. El hecho de ser de N cuerpos y no hidrodinámica es un compromiso entre los objetivos de abarcar el mayor volumen posible (similar al de observaciones como las de DES) y mantener una alta precisión en la masa de los halos (unos pocos $10^{11} h^{-1} M_{\odot}$, necesaria para alcanzar las magnitudes límite de varias observaciones actuales y futuras).

A partir de esta simulación se genera un catálogo de halos de materia oscura y galaxias en un light cone de $(5000 \text{ deg})^2$ de anchura y $(z < 1.4)$ de profundidad que sustiene un octavo de todo el cielo, en varias capturas (snapshots) comóviles. Estos catálogos se generaron con una Halo Occupation Distribution (HOD) y Halo Abundance Matching (HAM) para poblar los halos Friends Of Friends (FOF) de la simulación. El catálogo de galaxias generado coincide con funciones de luminosidad observadas, distribuciones de color y cúmulos (Blanton et al. 2003, 2005; Zehavi et al. 2011). La simulación utiliza una cosmología Λ CDM estándar con parámetros $\Omega_M=0.25$, $\sigma_8 = 0.8$, $n_s=0.95$, $\Omega_B=0.044$, $\Omega_{\Lambda}=0.75$, $h=0.7$. [33] Estos serán los valores que se usen a partir de ahora. El catálogo incluye datos como las coordenadas cartesianas y angulares de los halos de materia oscura, su masa, velocidad virial y redshift, la masa y magnitud visual de las galaxias generadas en cada halo y el id del halo al que pertenecen. Para este trabajo se van a utilizar solo los datos de los halos y se poblarán manualmente con HI después (no se hará uso del catálogo de galaxias). Se tiene un total de unos 329 millones de halos poblados con HI. Esto es una primera aproximación que a grandes escalas es suficiente para simular la distribución de galaxias en el light cone de la simulación.

4. Resultados

4.1. Comportamiento general

Lo primero que se hace es obtener los datos de la simulación descargando un archivo csv comprimido a través de la página de Cosmohub. Este archivo se abre en python con el paquete de análisis de datos pandas y se guardan los diferentes datos que se van a usar en variables diferentes. Como la simulación ofrece un catálogo de galaxias, se pueden tener varios elementos con información para galaxias contenidas dentro de un mismo halo. Se omiten estas repeticiones y se reduce la cantidad de elementos al número de halos individuales. En la Figura 7a se obtiene un histograma de los redshifts de todos los halos de la simulación. Se puede ver que el valor de redshift con más halos está en torno a 0.8. También se obtienen las velocidades viriales y masas de cada halo y se representan en un gráfico V_{vir} -M separándolos en dos grupos según su redshift. Junto a ello se representan otras curvas que se obtienen introduciendo un array de masas a la fórmula 13 con varios redshifts diferentes (Figura 7b). Es importante notar que a partir de aquí siempre se usan como valores de los parámetros cosmológicos los proporcionados por la simulación. Las dos curvas de la velocidad virial obtenidas de la simulación coinciden exactamente con la curva teórica obtenida para un z

⁴<https://cosmohub.pic.es/home>

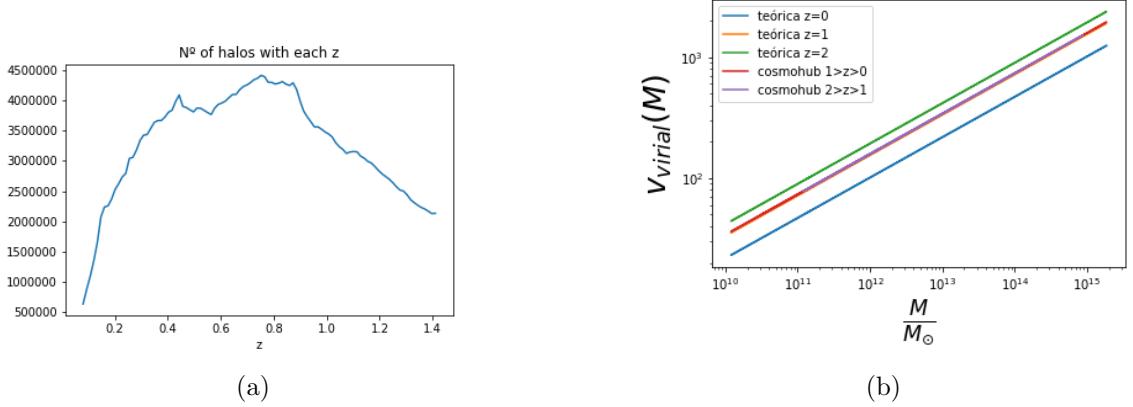


Figura 7: A la izquierda el histograma de los redshifts de todos los halos de la simulación. A la derecha la velocidad virial de los halos en función de su masa, en unidades de km/s. La línea roja muestra las de los halos de la simulación cuyo redshift se encuentra entre 0 y 1. La línea morada muestra las de los halos cuyo redshift se encuentra entre 1 y 2. El resto de líneas han sido generadas con un array de masas teóricas y valores de redshift diferentes.

$= 1$ a pesar de que los redshifts de sus halos son diferentes, por lo que esto es una discrepancia de la simulación. Si se calcula la media del redshift de los halos para cada uno de los dos grupos ($0 < z < 1$ y $1 < z < 2$), se tiene 0.59 para el primero y 1.19 para el segundo, y la media de todos es 0.74.

En la Figura 8a se han tomado las masas de los halos y se han introducido en la fórmula 9 para obtener su M_{HI} . Para la velocidad virial $v_c(M)$ se ha tomado el valor proporcionado por la simulación. Esta curva se compara con la obtenida usando las masas de la simulación pero la velocidad virial teórica de la fórmula 13 utilizando los redshifts de los halos y con otra curva teórica obtenida con un array de masas y una velocidad virial calculada según la fórmula 13 con un $z = 1$. Se puede ver que los valores tomados directamente de Micecat coinciden a la perfección con la curva teórica utilizando un $z = 1$. Esto muestra una discrepancia con la masa esperada si se utilizara la velocidad virial teórica con los redshifts de los halos (curva roja) para masas totales de halos bajas. En este trabajo se han usado las velocidades viriales proporcionadas por la simulación, aunque queda como trabajo futuro sustituirlas por la velocidad virial calculada introduciendo los redshifts de los halos en la fórmula 13. También se introduce una dispersión en la fórmula $M_{HI}(M)$ porque la fórmula de población de halos tiene fuentes de incertidumbre debido a su carácter semiempírico. También se introduce para tener en cuenta el hecho de que los valores de los parámetros cosmológicos usados en el modelo de Padmanabhan para obtener los parámetros de la fórmula son diferentes a los usados en la simulación Micecat 2. Sin embargo, esta incertidumbre cosmológica supone mucha menos imprecisión que las incertidumbres astrofísicas relacionadas con las observaciones en las que la fórmula se basa (valor del bias y la fracción de densidad del HI). De esta manera, ahora el valor de la masa de M_{HI} no es la misma para halos de una misma masa M sino que se obtiene de una distribución normal gaussiana cuya media es el valor exacto de la fórmula y desviación σ se calcula como se explica en el apéndice B. La fórmula de población de halos con dispersión se muestra en la Figura 8b pero esta vez eliminando la curva roja (la obtenida usando las masas de los halos pero la velocidad virial teórica con los redshifts de los halos) y manteniendo la curva azul teórica con $z = 1$ con el valor medio de la fórmula (el que se obtendría sin dispersión) como referencia. La desviación respecto al valor medio aumenta para los rangos de masa de los halos más bajos y más altos, mientras que es mínima en las masas en torno a $10^{11} M_\odot$. Este comportamiento está

dominado por los errores del parámetro β de la fórmula 9. En la Figura B.1b del apéndice B se puede comprobar que la función pivota en ese mismo punto debido a que el término de la fórmula 9 que está elevado a β está normalizado con $10^{11} h^{-1} M_{\odot}$.

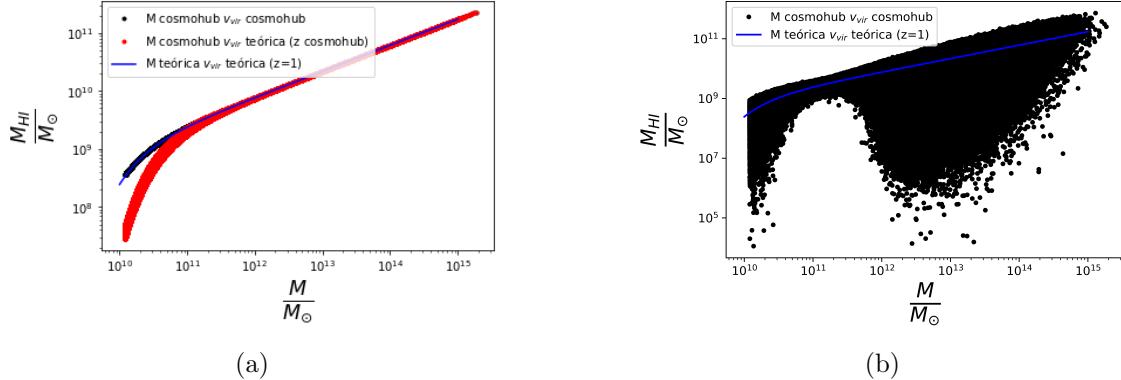


Figura 8: A la izquierda la función de población de los halos con hidrógeno neutro sin dispersión, en unidades de la masa solar y escala logarítmica. Los puntos negros han sido generados introduciendo los valores de las masas y las velocidades viriales de los halos de la simulación directamente en la fórmula 9. Los puntos rojos se han generado introduciendo las masas de los halos en la fórmula 9 pero calculando la velocidad virial de forma teórica con la fórmula 13, introduciendo los redshifts de los halos en ella. La curva azul se ha generado introduciendo un array de masas teórico en la fórmula 9 y calculando la velocidad virial de forma teórica introduciendo un valor fijo de $z = 1$ en la fórmula 13. A la derecha la función de población de los halos con hidrógeno neutro con dispersión, en unidades de la masa solar y escala logarítmica. En esta ocasión los puntos negros se obtienen introduciendo las masas y velocidades viriales de los halos directamente en la fórmula 9 pero con dispersión. Estos se comparan con el valor medio de la función obtenido con un array de masas teóricas y la velocidad virial obtenida de la función 13 con un $z=1$. Se omiten los puntos rojos del gráfico anterior en este caso.

4.2. Mapas de densidad de materia oscura, HI y su temperatura

La simulación proporciona coordenadas cartesianas y angulares para los halos, además de su redshift. El uso de las coordenadas cartesianas es inconveniente debido al hecho de que los halos están distribuidos en un cono de luz que muestra la evolución de los halos en diferentes capturas de tiempo (snapshots), por lo que representarlos según sus coordenadas cartesianas implicaría representar un mismo halo varias veces a lo largo de su evolución. En su lugar se seleccionan solo los halos cuyo redshift está dentro de los rangos de $z = 0.5 - 0.6$ y $z = 0.8 - 0.9$, respectivamente, y se representan usando las coordenadas angulares de declinación (DEC) y ascensión recta (AR). Así se garantiza que todos los halos mostrados formen parte de un periodo de tiempo lo suficientemente corto como para poder considerarse instantáneo (una captura). La simulación subtende entre 0° y 90° tanto de RA como de DEC, es decir, una octava parte de la esfera celeste.

Primero se selecciona una pequeña muestra angular de RA y DEC, ambos entre 35° y 40° . Este ángulo sólido se divide en un grid de 128x128 casillas, dividiendo el rango de RA de forma lineal pero el de DEC de forma proporcionada al coseno de RA, para dar cuenta de la distorsión debido al uso de coordenadas esféricas. Para obtener la densidad de masa de materia oscura, todos los halos cuyas coordenadas estén dentro de una determinada casilla contribuyen a su masa. Finalmente la

masa total de la casilla se divide entre su volumen. La sobredensidad se obtiene comparando la densidad de un único píxel con la densidad media de toda la región angular, $\delta_M(\mathbf{x}) = \frac{\rho_M(\mathbf{x}) - \bar{\rho}_M}{\bar{\rho}_M}$. Para calcular el volumen de cada casilla se calcula el volumen de una corteza esférica cuyos radios son las distancias comóviles $\chi(z)$ asociadas a los redshifts, calculadas gracias a Colossus con una cosmología Λ CDM. Después este volumen se multiplica por la fracción de ángulo sólido total que representa una única casilla, de forma que:

$$V_{celda} = f_{Sky} \frac{4}{3}\pi \left(\chi(z_2)^3 - \chi(z_1)^3 \right) \quad (14)$$

$$f_{Sky} = \frac{\int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \sin\theta \, d\theta \, d\phi}{\int_0^\pi \int_0^{2\pi} \sin\theta \, d\theta \, d\phi} = \frac{(\cos\theta_1 - \cos\theta_2) (\phi_2 - \phi_1)}{4\pi} \quad (15)$$

donde θ_1 y θ_2 son los límites angulares en DEC y ϕ_1 y ϕ_2 en RA de la casilla correspondiente. Para el HI se utiliza el mismo procedimiento, pero en lugar de utilizar la masa M de los halos proporcionada por la simulación, se utiliza la masa $M_{HI}(M)$ calculada según la fórmula 9 (utilizando la propia velocidad virial de los halos), tanto sin dispersión como con ella. Se representan los mapas de la distribución espacial bidimensional de la densidad y sobredensidad de la materia oscura y el HI de los halos dentro de esta pequeña región angular con y sin dispersión en la Figura 9. Finalmente se

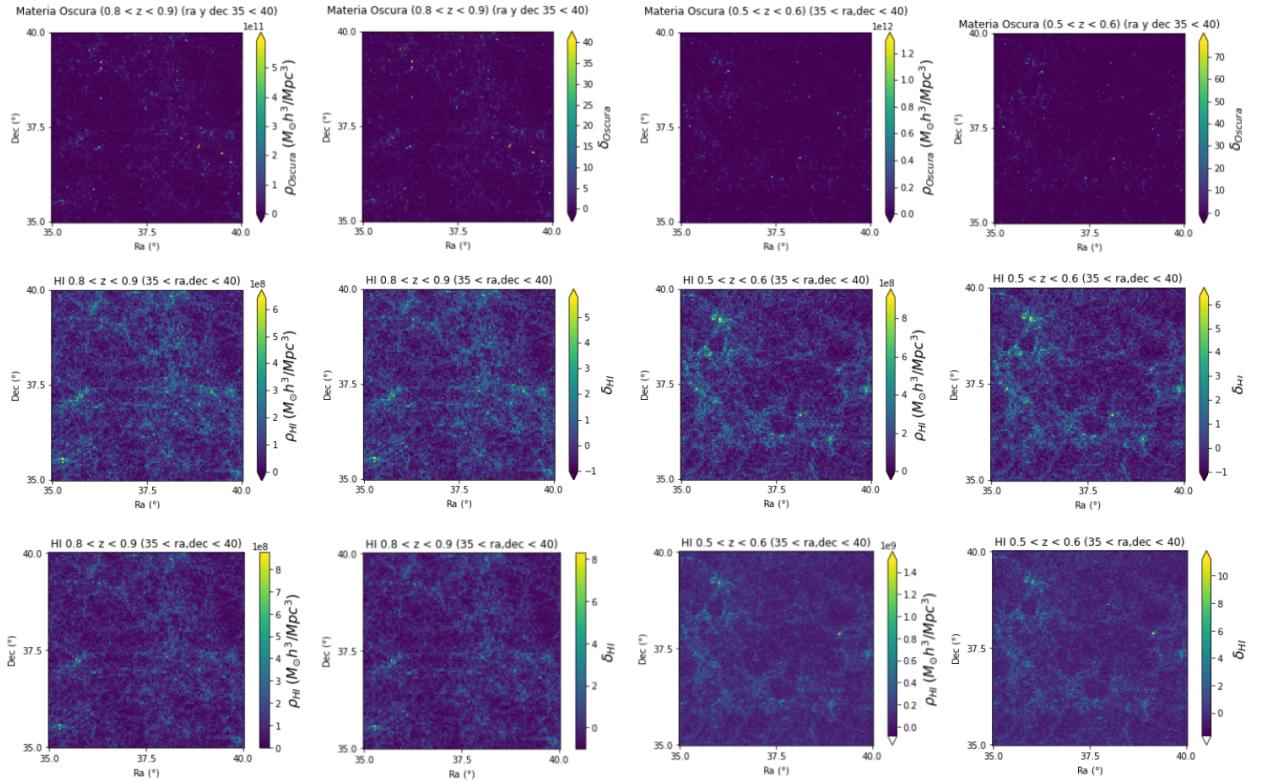


Figura 9: Los seis mapas de la izquierda muestran los resultados para $z = 0.8 - 0.9$ y los de la derecha para $z = 0.5 - 0.6$. Dentro de cada grupo, la columna de la izquierda muestra densidad ($M_\odot h^3 / Mpc^3$) y la de la derecha sobredensidad (adimensional). La primera fila muestra la distribución de la masa oscura de los halos, la segunda la masa del HI sin dispersión y la tercera con dispersión.

utiliza la densidad de HI para obtener la temperatura del HI en la Figura 10, según como se explicó con la fórmula 8 . En general se puede ver que hay más filamentos y estructuras en el redshift

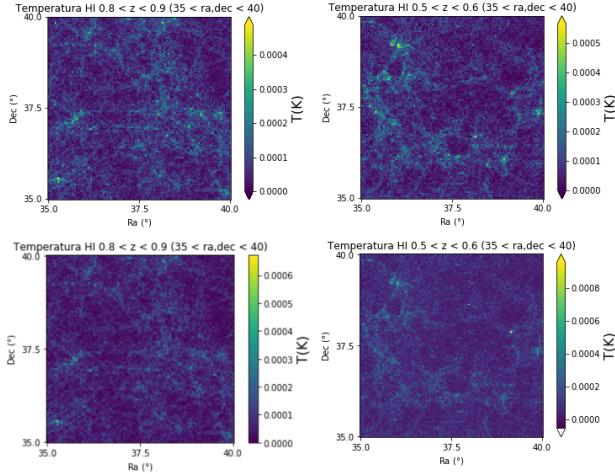


Figura 10: Mapas de temperatura del HI. La columna de la izquierda muestra los resultados para $z = 0.8 - 0.9$ y la de la derecha para $z = 0.5 - 0.6$. La primera fila muestra los resultados sin dispersión y la segunda con dispersión.

menor debido a la evolución y el crecimiento de estas. La materia oscura tiene una presencia más constante incluso en las zonas de baja densidad frente al HI, donde la diferencia entre las zonas de cúmulos y las vacías es más notable. Sin embargo a redshifts menores la uniformidad de la materia oscura disminuye ligeramente, pareciéndose un poco más a la distribución del HI. Esto muestra que la componente de materia oscura también ha sido en parte moldeada por la materia bariónica y está algo más concentrada (por eso el bias del HI comienza a bajar de valor para redshifts más bajos hasta llegar a ser menor que uno en la actualidad, lo que indica que la materia oscura está incluso más concentrada que el HI). También se ve que la temperatura de brillo del HI alcanza valores ligeramente mayores para el redshift menor, es decir, para épocas posteriores del universo. Esto no es lo esperado debido al enfriamiento del universo.

A continuación se ha representado la distribución de la materia oscura, el HI y su temperatura en todo el área angular de la simulación, que comprende un octavo del cielo, en las Figuras 11 y 12. Para ello se ha utilizado el paquete de Healpy⁵, que es útil para mapear proyecciones esféricicas. Healpy divide la esfera celeste en un determinado número de píxeles, npix, controlado con el parámetro nside de forma que $npix = 12 \text{ nside}^2$. Se ha utilizado un $nside = 256$, lo que proporciona $npix = 786432$. Para obtener el volumen de cada píxel, se calcula el volumen de la corteza esférica completa y se divide entre el número de píxeles totales ($V_{pix} = \frac{1}{npix} \frac{4}{3}\pi (\chi(z_2)^3 - \chi(z_1)^3)$). Sin embargo, a la hora de representar el mapa se ha hecho uso de otro paquete llamado Skymapper⁶ para reducir el mapa al área angular ocupada por los halos, es decir, el octavo de cielo con RA y DEC entre 0° y 90° . Aquí se ve la simulación a gran escala, donde la distribución de las estructuras se hace mucho más homogénea que en las escalas más pequeñas mostradas anteriormente. Esto demuestra que la simulación cumple el Principio Cosmológico. También se calcula la temperatura media de toda la región de la simulación para cada bin de redshift, siendo $T = 2.245 \cdot 10^{-4} \text{ K}$ para $z = 0.8 - 0.9$, $T = 3.375 \cdot 10^{-4} \text{ K}$ para $z = 0.5 - 0.6$ sin dispersión y $T = 8.6645 \cdot 10^{-5} \text{ K}$ para $z = 0.8 - 0.9$,

⁵<https://healpy.readthedocs.io/en/latest/>

⁶<https://github.com/pmelchior/skymapper>

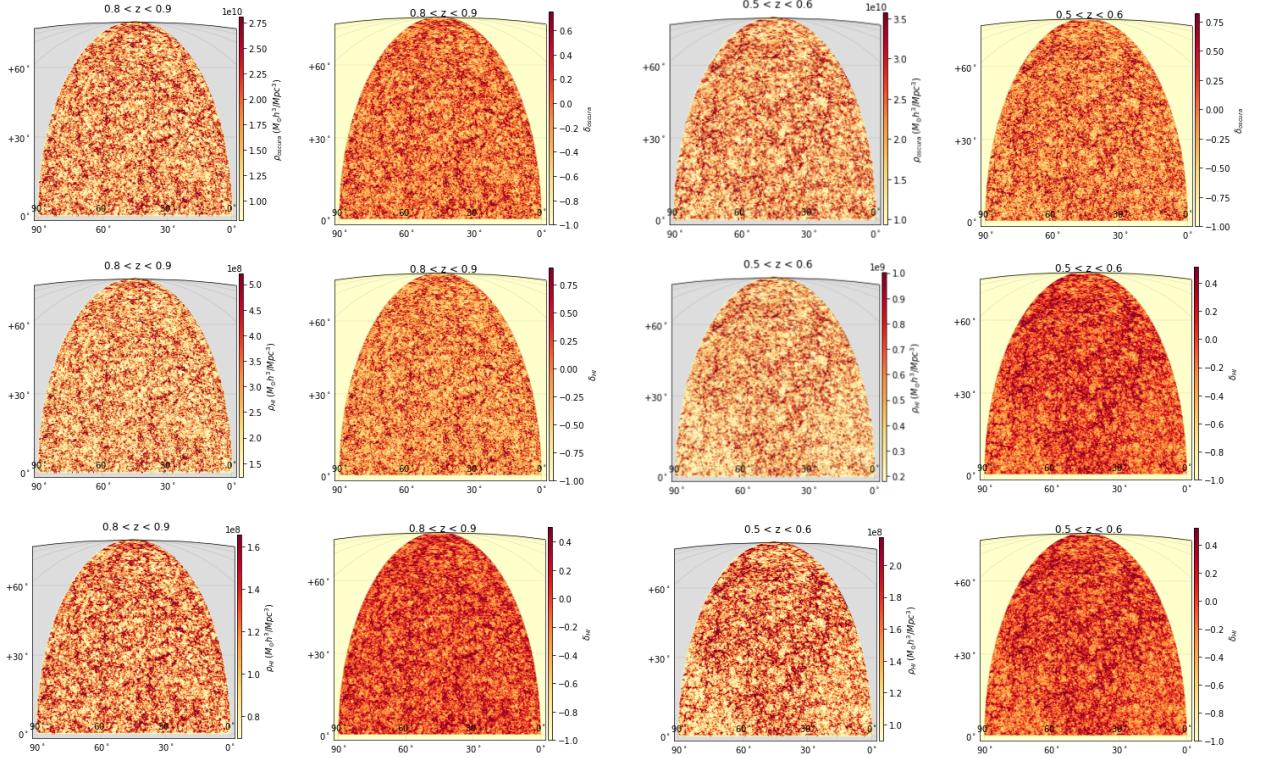


Figura 11: Los seis mapas de la izquierda muestran los resultados para $z = 0.8 - 0.9$ y los de la derecha para $z = 0.5 - 0.6$. Dentro de cada grupo, la columna de la izquierda muestra densidad ($M_\odot h^3 / Mpc^3$) y la de la derecha sobredensidad (adimensional). La primera fila muestra la distribución de la masa oscura de los halos, la segunda la masa del HI sin dispersión y la tercera con dispersión.

$T = 9.3431 \cdot 10^{-5}$ K para $z = 0.5 - 0.6$ con dispersión. De nuevo el valor de la temperatura disminuye con el redshift en vez de aumentar, que sería lo esperado debido al enfriamiento del universo.

En general se puede observar que la introducción de la dispersión no supone una diferencia cualitativa apreciable en los resultados, por lo que las incertidumbres del modelo de población de halos no suponen un problema para representar correctamente la distribución de las galaxias a gran escala en una primera aproximación.

4.3. Evolución de la temperatura media con el redshift

Finalmente, haciendo uso de la fórmula 8 se calcula la temperatura media para toda la región que cubre la simulación en 10 bines de redshift diferentes entre 0.8 y 0.9. Esta temperatura se compara con la de píxeles individuales en cada bin de redshift, y con la temperatura media teórica según el redshift calculada a partir de la fórmula 17 para los resultados sin dispersión y con ella. Los resultados se muestran en la Figura 13.

$$\Omega_{HI}(z) = 0.00048 + 0.00039 z - 0.000065 z^2 \quad (16)$$

$$T(z) = 0.18h \left(\frac{(1+z)^2}{H(z)/H_0} \right) \Omega_{HI}(z) \quad (17)$$

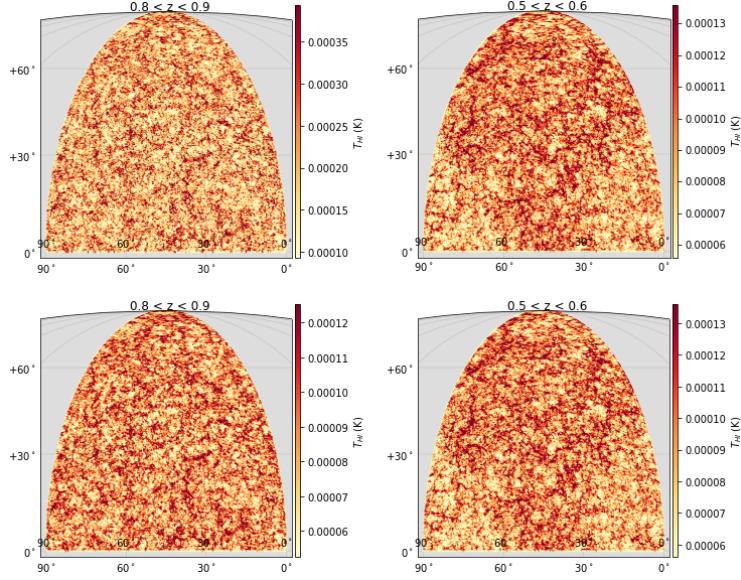


Figura 12: Mapas de Skymapper de temperatura del HI. La columna de la izquierda muestra los resultados para $z = 0.8 - 0.9$ y la de la derecha para $z = 0.5 - 0.6$. La primera fila muestra los resultados sin dispersión y la segunda con dispersión.

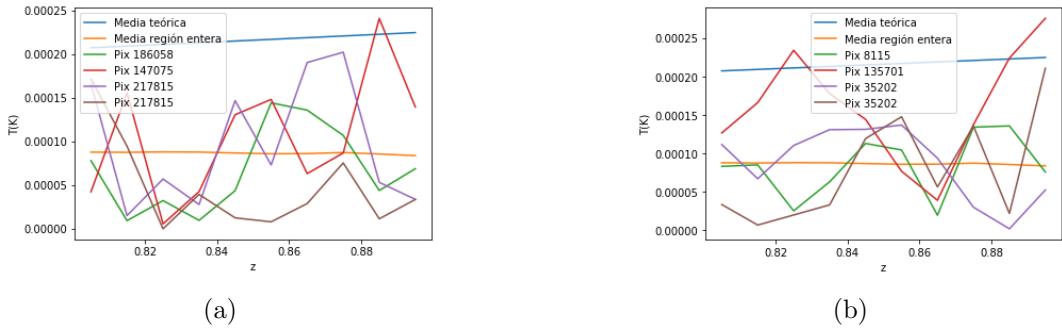


Figura 13: Temperatura media teórica obtenida con la fórmula 17 en azul, media de la región entera mapeada a partir de la simulación en naranja y temperaturas individuales de varios píxeles aleatorios del mapa en el resto de colores obtenidas para cada bin de redshift entre 0.8 y 0.9. Las temperaturas se muestran en Kelvin. El gráfico de la izquierda muestra el resultado sin dispersión y el de la derecha con dispersión.

Tanto para los resultados sin dispersión como los de con dispersión, la media de la región permanece prácticamente constante con una ligera tendencia descendente para cada bin de redshift, a pesar de que debería aumentar ligeramente con el redshift, como muestra la teórica. Las temperaturas de los píxeles individuales fluctúan en torno al valor medio, como era de esperar. En cualquier caso, se ve que el valor de la temperatura media de HI de la región es menor que la teórica. Esto es porque la simulación solo genera halos en un rango de masa limitado, con lo que los halos con masas exteriores a ese rango no están contribuyendo a la densidad de halos total ni a la cantidad de HI y su temperatura que se espera si se tiene en cuenta el comportamiento teórico ideal.

4.4. Funciones de correlación y bias a partir de los mapas

Finalmente, haciendo uso del código `pyccl`⁷ elaborado por DESC [38], se introducen los mapas de temperatura del HI de la región completa (mapas de Skymapper) para generar el espectro de potencias angular C_ℓ . Este espectro es igual que el de materia P(k) mostrado en la Figura 1a pero en el espacio de los armónicos esféricos. Las barras de error se calculan según lo explicado en el apéndice C. El código también necesita que se introduzca el histograma de redshift de los halos presentes en el mapa y el valor del bias de HI. Con ello puede generar el espectro de potencias teórico que se esperaría de esos valores. Para cada mapa de temperatura, se obtiene el valor del bias óptimo que genera el espectro teórico de mejor ajuste al de los datos. También se explica cómo se obtiene este ajuste en el apéndice C. Se muestran los gráficos de los espectros para los bins de redshift 0.5 - 0.6 y 0.8 - 0.9 con y sin dispersión en la Figura 14.

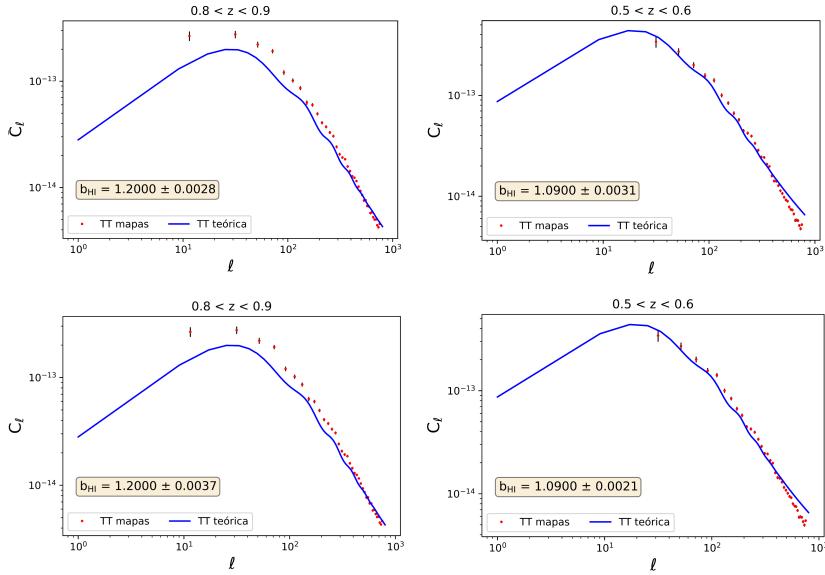


Figura 14: Espectros de potencias angulares teóricos (curvas azules) y obtenidas directamente a partir de los mapas de temperatura del HI con sus barras de error (puntos rojos). Los cuadros amarillos indican el valor del bias de HI óptimo para ajustar el espectro teórico al de los mapas y su error. La columna de la izquierda muestra los resultados para $z = 0.8 - 0.9$ y la de la derecha los de $z = 0.5 - 0.6$. La primera fila muestra los resultados sin dispersión y la segunda con dispersión.

Se puede ver cómo los espectros de los mapas muestran el pico principal de las BAO. Los espectros teóricos se ajustan muy bien a los datos para valores de ℓ grandes (escalas físicas pequeñas) debido a que las estructuras de densidad aparecen principalmente a esas escalas, pero a medida que la ℓ disminuye (y la escala física aumenta), la desviación es mayor. Esto era esperable debido que la simulación tiene un tamaño limitado y cuando las escalas llegan a sus límites, el cálculo del espectro no es robusto, como se puede ver en las baras de error. Se puede ver que el bias de HI óptimo aumenta con el redshift, coincidiendo con el comportamiento visto en la Figura 5b. También se representa el valor del bias óptimo para diez bins diferentes de redshift entre 0.8 y 0.9 en la Figura 15 y se comparan con el bias del modelo de Padmanabhan de la Figura 5b. El comportamiento es el esperado para ambos, aunque el bias de los mapas es ligeramente mayor que el teórico. Esto puede ser causado por el mismo motivo por el que la temperatura media del HI era menor que la esperada.

⁷<https://github.com/LSSTDESC/CCL>

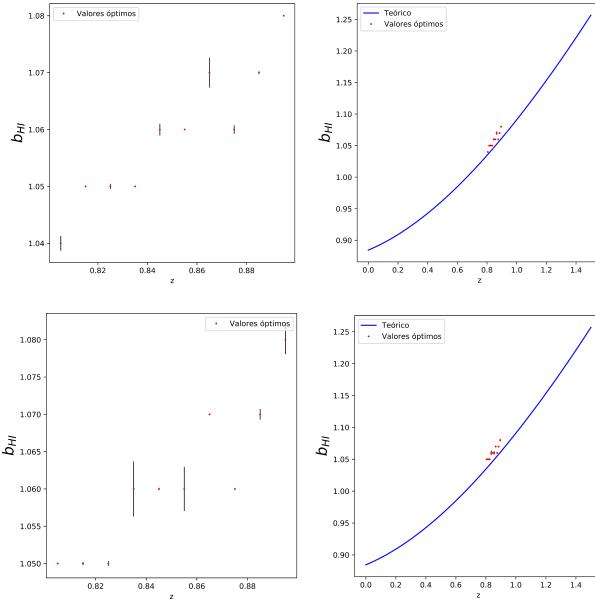


Figura 15: Valores de los bias de HI óptimos para el ajuste de los espectros de potencias de cada bin de redshift, junto con sus errores. Se muestra el valor de cada bias en el valor medio de los bins de esos redshifts. La columna de la izquierda muestra los valores por su cuenta, y la de la derecha los compara con el bias obtenido a partir de la fórmula 11 de la Figura 5b con el modelo de Padmanabhan. La primera fila muestra los resultados sin dispersión y la segunda con dispersión.

5. Conclusión

A lo largo de este trabajo se ha remarcado la importancia de conocer la distribución de materia del universo a gran escala. Como no es posible observar la materia oscura de forma directa, se ha explicado el método del intensity mapping en el que se observa la línea de 21 cm del HI contenido en las galaxias y se utiliza como trazador de la distribución de materia total. Se ha introducido la relación entre la distribución del HI y el de la materia total dada por modelos semianalíticos basados en observaciones de la distribución del HI tanto en bajo como en alto redshift, y cómo esta relación está sesgada con un bias de HI, entre otros. Se introduce la fórmula del modelo de Padmanabhan que relaciona la masa de un halo de materia oscura con la masa de HI que contiene en su interior y se aplica a los halos generados por la simulación de N cuerpos de Micecat 2. De esta manera se obtiene una primera aproximación de la distribución de las galaxias a gran escala sin necesidad de una simulación hidrodinámica más costosa. Los resultados muestran que todos los halos de la simulación poblados utilizando su redshift coinciden con lo que se tendría si todos tuvieran un $z = 1$, por lo que como un futuro trabajo se podría contactar a los creadores de la simulación para comentarles este hecho. Se representan los mapas de densidad y sobredensidad de la materia oscura y el HI obtenidos de la simulación, y con ello se generan mapas de la temperatura del HI. Todos los resultados son generados para los bins de redshift $z = 0.8 - 0.9$ y $z = 0.5 - 0.6$. También se repiten todos los mapas introduciendo una dispersión en la fórmula de la población de los halos con HI para tener en cuenta las incertidumbres astrofísicas y observacionales del modelo, aunque esto no supone diferencias cualitativas notables. A continuación se obtiene la evolución de la temperatura media de los mapas para 10 bins diferentes de redshift entre 0.8 y 0.9 y se compara con la evolución esperada de forma teórica. Se observa que la temperatura media de los mapas disminuye con el redshift, que es el resultado contrario al esperado debido al enfriamiento del universo. También se ve que el valor de la temperatura media de la simulación está sistemáticamente por debajo de la

esperada teóricamente, lo que indica que la simulación necesita ser modificada para que incluya halos en rangos más amplios de masa. Finalmente se mide el espectro de potencias angular de los mapas de temperatura del HI generados por la simulación y se ajustan a un espectro teórico, obteniendo el valor óptimo del bias de HI para generarlo. Esto se realiza para los dos bins de redshift anteriores además de para diez bins de redshift entre 0.8 y 0.9. Se muestra la evolución de estos valores del bias con cada bin, observándose que el comportamiento cualitativo es el esperado. En definitiva se ha demostrado el éxito de utilizar una simulación de N cuerpos y el modelo de población de halos para obtener una primera aproximación de la distribución de las galaxias a gran escala, aunque el comportamiento de la temperatura del HI tiene ciertas discrepancias con lo esperado y los resultados de la población de los halos de la simulación no coinciden exactamente con lo esperado a partir de sus redshifts, ambos aspectos pendientes de tratarse como trabajo futuro.

Referencias

- [1] Lin, Weikang & Mack, Katherine & Hou, Liqiang. (2020). Investigating the Hubble Constant Tension: Two Numbers in the Standard Cosmological Model. *The Astrophysical Journal*. 904. L22. 10.3847/2041-8213/abc894.
- [2] Clapp, A. & Devlin, Mark & Gundersen, Joshua Hagmann, C. & Hristov et al. (1994). Measurements of Anisotropy in the Cosmic Microwave Background Radiation at Degree Angular Scales Near the Stars Sigma Hercules and Iota Draconis. *The Astrophysical Journal*. 433. L57. 10.1086/187547.
- [3] Scott, Douglas. (2018). *The Standard Model of Cosmology: A Skeptic's Guide*.
- [4] Matravers, David. (2009). Steven Weinberg: *Cosmology*. Oxford University Press, 2008, 544p., GBP45.00, ISBN13: 978-0-19-852682-7. *General Relativity and Gravitation*. 41. 1455-1458.
- [5] Lahav, Ofer. (2000). Observational Tests for the Cosmological Principle and World Models. 10.1007/978-94-010-0540-1_7.
- [6] Pössel, Markus. (2017). *The expanding universe: an introduction*.
- [7] Enqvist, K.. (2012). *Cosmological inflation*.
- [8] Efstathiou, George & Gratton, Steven. (2020). The evidence for a spatially flat Universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*. 496. L91-L95. 10.1093/mnrasl/slaa093.
- [9] Zentner, Andrew. (2006). The Excursion Set Theory of Halo Mass Functions, Halo Clustering, and Halo Growth. *International Journal of Modern Physics D*. 16. 10.1142/S0218271807010511.
- [10] Marin, Felipe & Gnedin, Nickolay & Seo, Hee-Jong & Vallinotto, Alberto. (2009). Modeling The Large Scale Bias of Neutral Hydrogen. *The Astrophysical Journal*. 718. 972. 10.1088/0004-637X/718/2/972.
- [11] Switzer, E. & Masui, K. & Bandura, Kevin & Calin, L. & Changet al. (2013). Determination of z 0.8 neutral hydrogen fluctuations using the 21 cm intensity mapping auto-correlation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 434. 10.1093/mnrasl/slt074.
- [12] Navarro, F. & F., Frenk & White, Simon. (2009). A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering. *The Astrophysical Journal*. 490. 493. 10.1086/304888.

- [13] Fumagalli, Michele & Prochaska, J. & Kasen, Daniel & Ceverino, Daniel & Primack, Joel. (2011). Absorption line systems in simulated galaxies fed by cold streams. *Monthly Notices of The Royal Astronomical Society - MON NOTIC ROY ASTRON SOC.* 418. 10.1111/j.1365-2966.2011.19599.x.
- [14] Khare, Pushpa & Kulkarni, Varsha & Péroux, C. & York, Donald et al. (2007). The nature of damped Lyman α and sub-damped Lyman α absorbers. *Astronomy & Astrophysics - ASTRON ASTROPHYS.* 464. 487-493. 10.1051/0004-6361:20066186.
- [15] Bacon, David & Battye, Richard & Bull, Philip & Camera, Stefano & Ferreira et al. (2020). Cosmology with Phase 1 of the Square Kilometre Array Red Book 2018: Technical specifications and performance forecasts. *Publications of the Astronomical Society of Australia.* 37. 10.1017/pasa.2019.51.
- [16] Bull, Philip & Ferreira, Pedro & Patel, P. & Santos, Mario. (2014). Late-time cosmology with 21cm intensity mapping experiments. *The Astrophysical Journal.* 803. 10.1088/0004-637X/803/1/21.
- [17] Villaescusa-Navarro, Francisco & Genel, Shy & Castorina, Emanuele & Obuljen, Andrej & Spergel et al. (2018). Ingredients for 21cm intensity mapping.
- [18] Padmanabhan, Hamsa & Refregier, Alexandre. (2016). Constraining a halo model for cosmological neutral hydrogen. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 464.10.1093/mnras/stw2706.
- [19] Davé, Romeel & Katz, Neal & Oppenheimer, Benjamin & Kollmeier, Juna & Weinberg, David. (2013). The Neutral Hydrogen Content of Galaxies in Cosmological Hydrodynamic Simulations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 434. 10.1093/mnras/stt1274.
- [20] Bagla, Jasjeet & Khandai, Nishikanta & Datta, Kanan. (2010). HI as a Probe of the Large Scale Structure in the Post-Reionization Universe. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 407. 567 - 580. 10.1111/j.1365-2966.2010.16933.x.
- [21] Sarkar, Tapomoy & Mitra, Sourav & Majumdar, Suman & Choudhury, T.. (2011). Constraining large scale HI bias using redshifted 21-cm signal from the post-reionization epoch. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 421. 10.1111/j.1365-2966.2012.20582.x.
- [22] Kim, Han-Seek & Wyithe, J. & Baugh, Carlton & Lagos, Claudia & Power et al. (2016). The spatial distribution of neutral hydrogen as traced by low HI mass galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 465. 10.1093/mnras/stw2779.
- [23] Barnes, Luke & Haehnelt, Martin. (2014). The bias of DLAs at $z = 2.3$: evidence for very strong stellar feedback in shallow potential wells. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 440. 10.1093/mnras/stu445.
- [24] M. A. Zwaan, J. X. Prochaska. (2006). Where is the Molecular Hydrogen in Damped Lyman-Alpha Absorbers?. *The Astrophysical Journal.* arXiv:astro-ph/0601655v1.
- [25] Sandhya M. Rao, David A. Turnshek, Daniel. B. Nestor. (2005). Damped Lyman Alpha Systems at $z < 1.65$: The Expanded SDSS HST Sample. arXiv:astro-ph/0509469v1
- [26] Lah, Philip & Chengalur, Jayaram & Briggs, Frank & Colless, Matthew et al. (2007). The HI content of star-forming galaxies at $z = 0.24$. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* 376.10.1111/j.1365-2966.2007.11540.x.

- [27] Papastergis, Emmanouil & Giovanelli, Riccardo & Haynes, Martha & Rodriguez-Puebla et al. (2013). The clustering of ALFALFA galaxies: dependence on HI mass, relationship to optical samples clues on host halo properties. *The Astrophysical Journal*. 776. 10.1088/0004-637X/776/1/43.
- [28] Pontzen, Andrew & Governato, F. & Pettini, Max & Booth, Craig & Stinson, Greg & Wadsley, James & Brooks, Alyson & Quinn et al. (2008). Damped Lyman α systems in galaxy formation simulations. *Monthly Notices of The Royal Astronomical Society - MON NOTIC ROY ASTRON SOC*. 390. 10.1111/j.1365-2966.2008.13782.x.
- [29] Jing, YP. (1998). Accurate Fitting Formula for the Two-Point Correlation Function of Dark Matter Halos. *The Astrophysical Journal*. 503. 10.1086/311530.
- [30] Bryan, Greg & Norman, Michael. (1997). Statistical Properties of X-Ray Clusters: Analytic and Numerical Comparisons. *The Astrophysical Journal*. 495. 10.1086/305262.
- [31] Sheth, Ravi K. & Tormen, Giuseppe. (1999). Large-scale bias and the peak background split. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. arXiv:astro-ph/9901122
- [32] Fosalba, Pablo Crocce, Martin Gaztanaga, Enrique Castander, Francisco. (2013). The MICE Grand Challenge Lightcone Simulation I: Dark matter clustering. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 448. 10.1093/mnras/stv138.
- [33] Crocce, Martin & Castander, Francisco & Gaztanaga, Enrique & Fosalba, Pablo & Carretero et al. (2013). The MICE Grand Challenge Lightcone Simulation II: Halo and Galaxy catalogues. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 453. 10.1093/mnras/stv1708.
- [34] Fosalba, Pablo Gaztanaga, Enrique Castander, Francisco Crocce, Martin. (2013). The MICE Grand Challenge Lightcone Simulation III: Galaxy lensing mocks from all-sky lensing maps. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 447. 10.1093/mnras/stu2464.
- [35] Diemer, Benedikt. (2017). COLOSSUS: A python toolkit for cosmology, large-scale structure, and dark matter halos. *The Astrophysical Journal Supplement Series*. 239. 10.3847/1538-4365/aaee8c.
- [36] Chabanier, Solène & Millea, Marius & Palanque-Delabrouille, Nathalie. (2019). Matter power spectrum: from Ly α forest to CMB scales. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 489. 2247-2253. 10.1093/mnras/stz2310.
- [37] Simpson, Fergus. (2009). Redshift Sensitivity of the Kaiser Effect. *Physical Review D*. 81. 10.1103/PhysRevD.81.043513.
- [38] Chisari, Nora & Alonso, David & Krause, Elisabeth & Leonard, C. & Bull, Philip & Neveu, Jérémie & Villarreal, Antonio & Singh, Sukhdeep et al. (2019). Core Cosmology Library: Precision Cosmological Predictions for LSST. *The Astrophysical Journal Supplement Series*. 242. 2. 10.3847/1538-4365/ab1658.
- [39] Asorey, Jacobo & Crocce, Martin & Gaztanaga, Enrique & Lewis, Antony. (2012). Recovering 3D clustering information with angular correlations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 427. 10.1111/j.1365-2966.2012.21972.x.

A. Paquetes de python usados para desarrollar la cosmología

En este trabajo se ha hecho uso de los paquetes CAMB y Colossus en Python para poder obtener varias de las funciones cosmológicas necesarias para su desarrollo. CAMB⁸ (Code for Anisotropies in the Microwave Background) es un código de cosmología creado por Antony Lewis y centrado principalmente en cálculos de CMB, lentes gravitacionales, conteo de galaxias, espectro de potencias de 21 cm y de materia y funciones de transferencia. También tiene funciones generales de cosmología como la expansión de fondo o las distancias. El código principal del paquete está escrito en Python aunque utiliza Fortran para realizar los cálculos eficazmente. Colossus⁹ es un paquete creado por Benedikt Diemer que se centra en la cosmología, la estructura a gran escala y el comportamiento de los halos. El módulo de cosmología implementa las cosmologías de Friedman-Lemaitre-Robertson-Walker e incluye curvatura, especies relativistas y diferentes ecuaciones de estado de la materia oscura. También proporciona cálculos rápidos del espectro de potencias de materia lineal, la varianza y la función de correlación cosmológica. En la estructura a gran escala se proporcionan cantidades relacionadas con la estadística de los halos como su bias y función de masa (estos conceptos se explicarán más adelante). Finalmente, el módulo de halos trata con su sobredensidad, su radio, concentración, etc. [35]

Ambos paquetes disponen de la opción de hacer uso de cosmologías predefinidas (Λ CDM u otras) y también de poder definir a mano el valor de los distintos parámetros (fracciones de densidad, ecuación de estado de la energía oscura, constante de Hubble, número de especies relativistas, etc). A lo largo del trabajo, salvo que se diga lo contrario, se utilizará la cosmología estándar Λ CDM con varios valores de los parámetros que se irán indicando. Primero se estuvo generando las primeras funciones cosmológicas (evolución de las fracciones de densidad relativas de cada componente, distancia angular) para familiarizarse con el uso de los paquetes y para ello se utilizaron los valores de los parámetros por defecto que aparecían en cada uno (Planck Collab. 2015 para Colossus y CosmoMC para CAMB). Las funciones más importantes que se generaron son los espectros de potencias de la materia, donde se pueden ver las oscilaciones del BAO y el comportamiento del espectro con la variación de los parámetros cosmológicos (Figuras A.1 y A.2). Esto demuestra que la forma del espectro de potencias proporciona información clave sobre estos mismos parámetros cosmológicos. Se puede comprobar que el espectro de potencias de la materia de la Figura A.1a coincide con el de la figura 1b (tomada de [36]). En la Figura A.2 se puede apreciar como la cantidad de materia bariónica actual del universo afecta considerablemente a la forma del espectro de potencias, en especial a la amplitud de las BAO. Esto demuestra lo importante que es tener mediciones precisas de la distribución de materia para poder obtener los valores de los parámetros cosmológicos. Las ligeras diferencias en las curvas de cada paquete se deben a los valores de los parámetros cosmológicos por defecto de cada una, que son ligeramente diferentes.

⁸<https://camb.readthedocs.io/en/latest/>

⁹<https://bdiemer.bitbucket.io/colossus/index.html#license-citing>

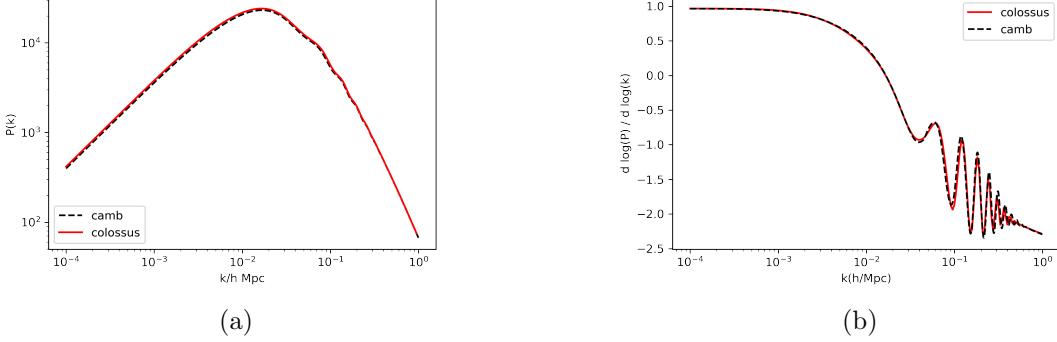


Figura A.1: A la izquierda el espectro de potencias de la materia. A la derecha su derivada logarítmica para visualizar el efecto de las BAO. En ambos gráficos se muestra el espectro obtenido tanto por Colossus (línea roja continua) como por CAMB (línea negra discontinua).

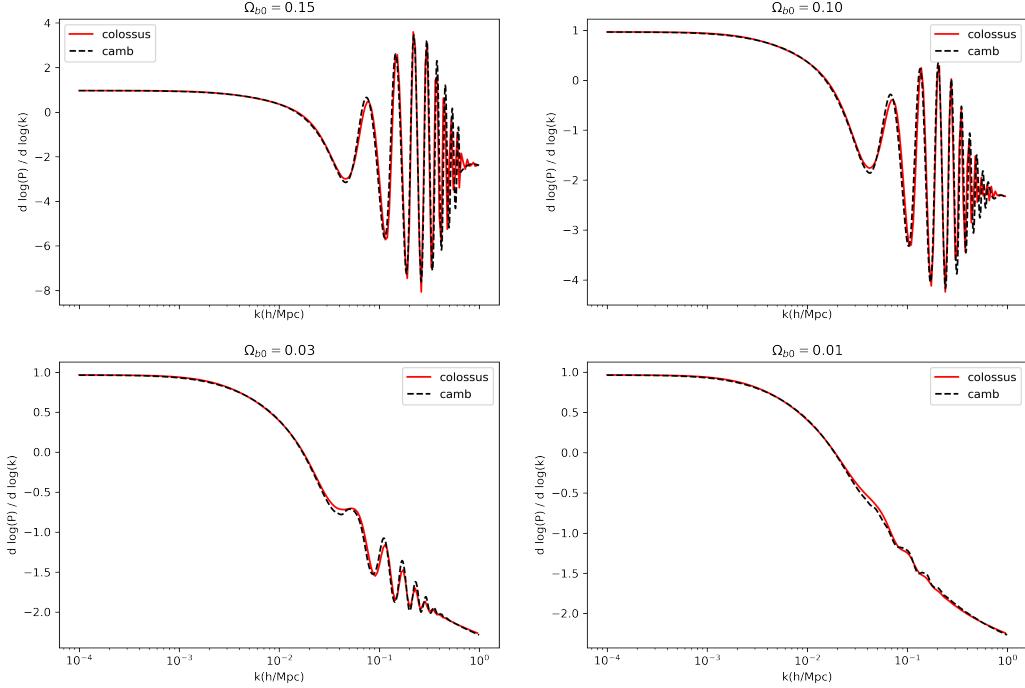


Figura A.2: Espectro de potencias de la materia derivado logarítmicamente y con diferentes valores de la fracción de densidad de la materia bariónica actual.

B. Dispersión en la fórmula $M_{HI}(M)$

La desviación de la distribución normal de donde se obtienen los valores de $M_{HI}(M)$ se calcula como la contribución total a la desviación del valor medio debido a los errores de los distintos parámetros del modelo, proporcionados en el Cuadro 1. Para obtener la contribución a la desviación de un

parámetro determinado, se evalúa la función $M_{HI}(M)$ teórica (utilizando un array de masas y un $z=1$) con el valor del parámetro más su error, y luego con el valor del parámetro menos su error, manteniendo el resto de parámetros con el valor óptimo. En la Figura B.1 se representan las curvas de $M_{HI}(M)$ con los diferentes valores de cada parámetro además de con el valor óptimo. La diferencia entre ambas curvas es $2\sigma_i$ donde i es el parámetro específico. Debido a que el valor de la función cambia para cada valor de la masa M , la σ_i también depende de ella. Haciendo esto para todos los parámetros y luego realizando $\sigma = \sqrt{\sum \sigma_i^2}$ se obtiene la dispersión total.

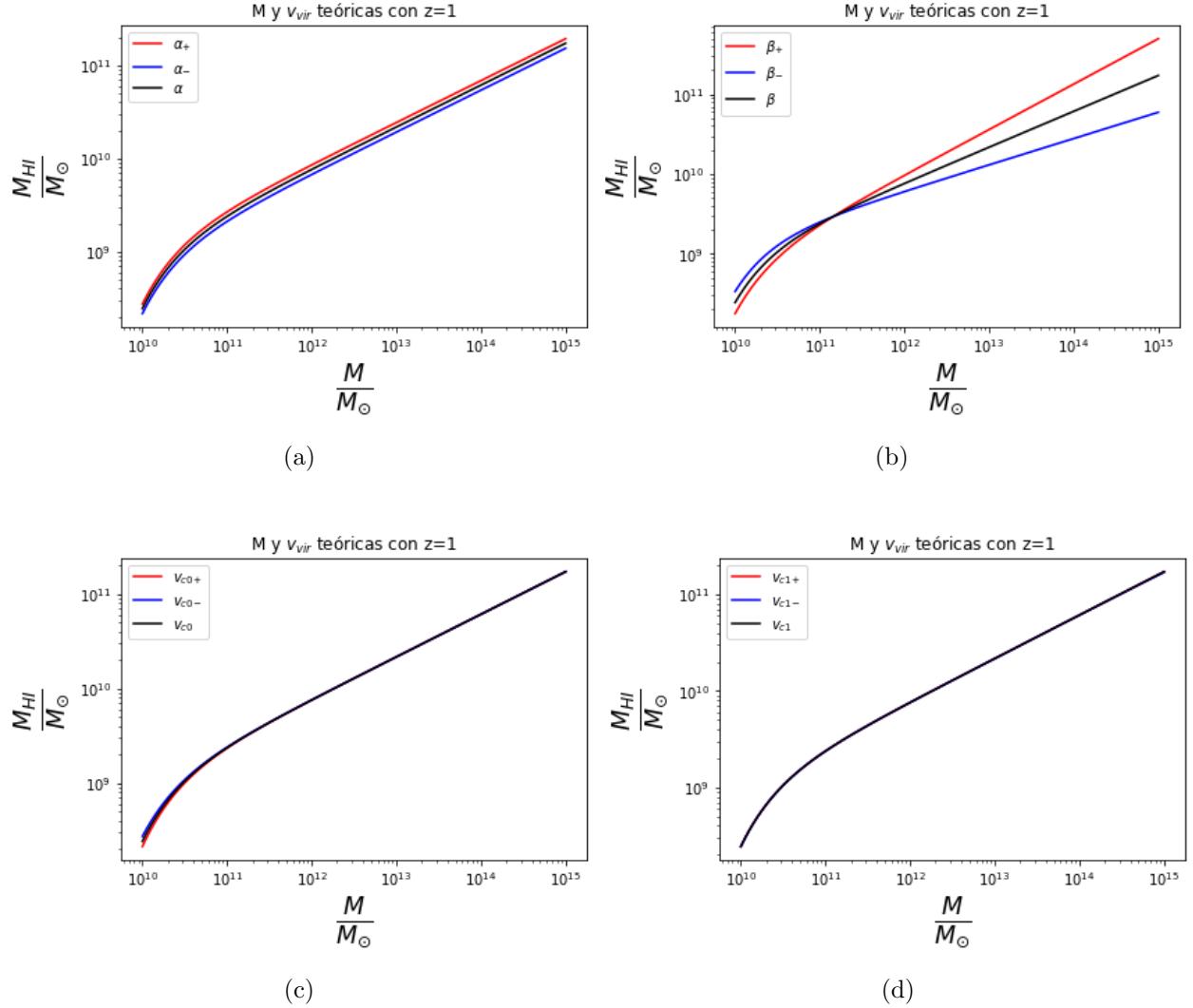


Figura B.1: Función de población de halos de materia oscura con hidrógeno neutro en unidades de la masa solar y escala logarítmica. Está evaluada para diferentes valores de los parámetros con sus errores. El parámetro con un + indica que se ha tomado su valor óptimo más su error, con - indica que se ha tomado su valor óptimo menos el error y sin nada indica que se ha tomado su valor óptimo. En cada gráfico se varía únicamente el parámetro mostrado, manteniendo el resto con sus valores óptimos.

C. Obtención del error del espectro de potencias angular obtenido de los mapas, el valor del bias de HI óptimo para el ajuste y su error

Para obtener el error del valor del espectro de potencias obtenido de los mapas se toma su dispersión, que se puede obtener a partir de [39] como:

$$Var(C_\ell, map) = \frac{2C_{\ell,th}^2}{f_{Sky}(2\ell + 1)\Delta\ell} \quad (18)$$

$$\sigma(C_\ell, map) = \sqrt{Var(C_\ell, map)} \quad (19)$$

donde f_{Sky} es la fracción de cielo cubierta por el mapa, ℓ es la variable angular de los armónicos esféricos que toma valores discretos, $C_{l,map}$ es el espectro de potencias angular obtenido del mapa evaluado en esa ℓ , $C_{l,th}$ es el espectro de potencias angular teórico obtenido utilizando el valor de b_{HI} evaluado en esa ℓ , b_{HI} es el bias de HI y $\Delta\ell$ es el paso entre esa ℓ y la siguiente.

Para obtener el valor óptimo del bias de HI que genera el espectro angular teórico que mejor ajusta al obtenido de los mapas, se genera un array de posibles valores y se calcula la función $\chi^2(b_{HI})$ tomada de [39] para cada uno:

$$\chi^2(b_{HI}) = f_{Sky} \sum_{\ell < l_{max}} \frac{(C_{\ell,map} - b_{HI} C_{\ell,th})^2}{Var(C_\ell, map)} = \quad (20a)$$

$$= f_{Sky} \sum_{\ell < l_{max}} \frac{(C_{\ell,map} - b_{HI} C_{\ell,th})^2}{2C_{\ell,th}^2} (2\ell + 1) \Delta\ell \quad (20b)$$

donde \sum_ℓ indica una suma de los términos evaluados en cada ℓ siempre que $\ell < l_{max} = 400$ para asegurarse de que el ajuste se mantiene en el rango lineal, donde b_{HI} puede considerarse constante. Para obtener esta fórmula se ha considerado una distribución lineal y gaussiana de los errores. [39] El valor del bias que minimice la $\chi^2(b_{HI})$ es el valor óptimo que genera el mejor ajuste al espectro de potencias.

Para calcular el error del valor óptimo del bias se ha hecho uso de la función estadística *Likelihood*, o verosimilitud. Esta se obtiene a partir de la $\chi^2(b_{HI})$ haciendo $\mathcal{L}(b_{HI}) = e^{-\chi^2(b_{HI})/2}$. Esta función se normaliza de forma que integrada a todo el rango de valores de b_{HI} (realmente se ha asumido que fuera del rango de 0.5 $< b_{HI} < 2$ la función es cero) dé como resultado la unidad:

$$\mathcal{L}(b_{HI}) = \frac{e^{-\chi^2(b_{HI})/2}}{\int e^{-\chi^2(b_{HI})/2} db_{HI}} \quad (21)$$

Con esta función normalizada de *Likelihood* se puede obtener el valor medio pesado de b_{HI} :

$$\overline{b_{HI}} = \int \mathcal{L}(b_{HI}) b_{HI} db_{HI} \quad (22)$$

Y la varianza:

$$Var(b_{HI}) = \int \mathcal{L}(b_{HI}) (b_{HI} - \overline{b_{HI}})^2 db_{HI} \quad (23)$$

A partir de esta varianza se obtiene la desviación como $\sigma(b_{HI}) = \sqrt{Var(b_{HI})}$, que es lo que se utiliza como error en el valor del b_{HI} óptimo.

D. Cuadernos de Jupyter usados para generar los resultados

Se ha creado un repositorio en GitHub con todos los cuadernos de Jupyter que se han usado para generar las funciones cosmológicas, gráficos y resultados de este trabajo. Para acceder visitar el siguiente enlace¹⁰.

¹⁰<https://github.com/davfer12/Cosmolog-a-con-cartografiados-extragal-acticos-en-radiotelescopios.git>